OPTISCHE UND ELEKTRISCHE MESSUNGEN AN INSTATIONÄREN H_2-GLIMMENTLADUNGEN IM SUBMIKROSEKUNDENBEREICH

Werner Frank

1972

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546014_0040

OPTISCHE UND ELEKTRISCHE MESSUNGEN AN INSTATIONÄREN H_2-GLIMMENTLADUNGEN IM SUBMIKROSEKUNDENBEREICH

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Ludwig-Maximilians-Universität
München

vorgelegt
von
Werner Frank
aus
Lauingen/Donau

Dezember 1971

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

1. Berichterstatter: Dr. A. Heisen
2. Berichterstatter: Prof. Dr. W. Rollwagen

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Februar 1972

DISSERTATIONS– UND FOTODRUCK FRANK oHG
8 München 2, Gabelsbergerstraße 15, Tel. 2 8 0 9 0 9 0

I N H A L T

Die Gleichgewichtseinstellung der stationären Glimmentladung wird durch die Konkurrenz der Erzeugungs- und Verlustprozesse bestimmt. Den Beitrag dieser Prozesse zur Gleichgewichtseinstellung kann man aus dem dynamischen Verhalten der Entladung ermitteln.
Die Untersuchung instationärer Entladungen erfaßt nach einer Störung des Entladungsgleichgewichts das Zeitverhalten der Ausgleichsvorgänge und ermöglicht eine direkte Überprüfung bzw. Ergänzung der bisher aus stationären Entladungen gewonnenen Erkenntnisse.

Dem Gleichspannungspotential an der Kathode einer stationär brennenden, längsbehinderten, anomalen Wasserstoff-Glimmentladung werden Rechteckimpulse (maximale Impulshöhe 1000 V) mit einer Anstiegszeit von 1 nsec und einer Dauer von 1 µsec überlagert.

Während der Impulsdauer wird das zeitliche Verhalten des Entladungsstroms sowie das der Intensitäten von H_β und vom Viellinienspektrum (im Bereich (463 ± 5) nm) gemessen.

Die zeitliche Entwicklung des Entladungsstroms wird von mehreren Prozessen beeinflußt; im Nanosekundenbereich durch die "momentane" Einstellung des Glimmlichts und im Mikrosekundenbereich durch Stoßvorgänge sowie die Veränderung der Erzeugungs- und Verlustmechanismen.

Das zeitliche Verhalten der Emission ist dem Langzeitanstieg des Entladungsstroms ähnlich; die optisch beobachteten Einstellzeiten sind aber kürzer.
Die Zunahme der H_β-Emission vor der Kathode ist über den γ -Mechanismus mit der H_2^+-Ionenbewegung durch den Fallraum korreliert.
Im negativen Glimmlicht zeigt die H_β-Emission - im Gegensatz zur Emission des Viellinienspektrums - ein ortsabhängiges zeitliches Verhalten. Eine mögliche Erklärung ergibt sich aus der H_3^+-Bildungsreaktion:

$$H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$$

1. EINFÜHRUNG

2. MESSMETHODIK

3. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

3.1. Pumpstand und Entladungsgefäß
3.2. Impulserzeugung
3.3. Koaxiale Elektroden
3.4. Optischer Aufbau
3.5. Multiplierelektronik
3.6. Registrierung der Meßgrößen

3.6.1. Optischer Intensitätsverlauf
3.6.2. Dynamischer Entladungsstromverlauf

4. EXPERIMENTELLE BESONDERHEITEN

4.1. Strommessungen
4.2. Optische Messungen
4.3. Meßbereichsabgrenzung

5. AUSWERTEVERFAHREN

6. ERGEBNISSE

6.1. Strommessungen
6.2. Optische Messungen

6.2.1. vor der Kathode
6.2.2. an verschiedenen Orten
im negativen Glimmlicht

7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

7.1. Verhalten der Lichtemission

7.1.1. vor der Kathode

7.1.2. im negativen Glimmlicht

7.2. Verhalten des dynamischen Entladungsstromverlaufs

8. OFFENE PROBLEME UND WEITERE UNTERSUCHUNGSMÖGLICHKEITEN

9. LITERATUR

1. EINFÜHRUNG

Untersuchungen an stationären Glimmentladungen tragen wesentlich zum Verständnis der physikalischen Prozesse in Niederdruckgasentladungen und zu deren quantitativer Beschreibung bei.

Da die anomale, längsbehinderte* Glimmentladung physikalisch besonders übersichtlich ist, wurde sie ausführlich untersucht (1 - 4).
FRANCK (5), WUNDERER (6) und HEISEN (7) gelingt es, aus den Elementarprozessen für Ladungsträgererzeugung und Ladungsträgervernichtung den Plasmadichteverlauf und die Feldstärken im Glimmlicht zu berechnen. RENNER (8) kann zeigen, daß nur Stoßvorgänge für die Ladungsträgererzeugung von Bedeutung sind.

Umstritten ist - nach dem gegenwärtigen Stand der Glimmlichttheorie - noch der Einfluß der Volumenrekombination, der Elektronenanlagerung und der Diffusion auf die Ladungsträgerbilanz. Die Frage nach dem Beitrag dieser Einzelprozesse zur Gleichgewichtseinstellung der Entladung kann aber erst beantwortet werden, wenn die dynamische Konkurrenz der Erzeugungs- und Verlustmechanismen bekannt ist. Dazu müssen die Entladung "gestört" und die Einstellzeiten der Ausgleichsvorgänge gemessen werden, die zwischen 10^{-2} sec und einigen 10^{-9} sec liegen.

Bisher wurden nur wenige Untersuchungen des dynamischen Verhaltens von Niederdruckgasentladungen veröffentlicht, u.a. deshalb, weil meßtechnische Schwierigkeiten besonders

---

* Eine Entladung ist längsbehindert, wenn die Anode in das negative Glimmlicht eintaucht.

dann auftreten, wenn eine kleine aufgeprägte Störung mit einer Zeitauflösung im Submikrosekundenbereich analysiert werden soll.

Die meisten Untersuchungen gewinnen Aussagen aus Messungen des Impedanzverhaltens der Entladung bei Frequenzen bis 10^7 Hz (9 - 13). MÜLLER (14) und HEYDER-HOFF (15) berechnen die Impedanzfunktion bei Nieder- und Hochfrequenzstörungen und vergleichen die Ergebnisse mit Experimenten.
Die Fragestellung dieser Untersuchungen geht vom Hochfrequenzverhalten der Glimmentladung als Schalt-,Regel- oder Anzeigeelement aus. Im interessierenden Frequenzbereich gibt man häufig ein Ersatzschaltbild für die Entladung an, in dem die Relaxationszeiten durch Resonanzkreise beschrieben werden, die das Hochfrequenzverhalten bestimmen.

Eine andere Gruppe von Untersuchungen befaßt sich ausschließlich mit dem Aufbau des Kathodenfallgebietes bei hohen Überspannungen (16 - 17).

Uns sind bisher keine Untersuchungen an gestörten, anomalen Glimmentladungen bekannt, die mit dem Ziel durchgeführt wurden, den Einfluß der Elementarprozesse auf die Gleichgewichtseinstellung der Entladung zu ermitteln.

In einer ersten Arbeit (18) hat der Verfasser dem Gleichspannungspotential an der Kathode einer stationär brennenden Entladung Rechteckimpulse überlagert und den zeitlichen Verlauf des Entladungsstroms untersucht. Dieser steigt zunächst steil an, erreicht nach einigen 10^{-9} sec ein Maximum und ist nach etwa 10^{-8} sec wieder abgeklungen.

Ein langsamer Stromanstieg schließt sich an, der nach etwa 10^{-6} sec zu dem neuen Gleichgewichtszustand des Entladungsstroms führt. Wie eine genauere Analyse des Zeitverlaufs (veröffentlicht in (19)) zeigt, kann der schnelle Stromanstieg mit der Bildung einer zusätzlichen, positiven Raumladungsschicht am Glimmsaum erklärt werden.
Die quantitative Beschreibung geht von der Vorstellung aus, daß das Plasma die durch die Spannungserhöhung bewirkte Ladungstrennung in Form einer gedämpften Schwingung ausgleicht. Aus der Abhängigkeit des Einstellvorgangs von den Plasmadaten kann die Frequenz für impulsübertragende Stöße der Plasmaelektronen und die über die Länge der Entladung gemittelte Plasmadichte (20) bestimmt werden. Den "Langzeitanstieg" des Entladungsstroms kann man u.a. mit der Bewegung der Ionen durch den Fallraum erklären, da die gemessenen Zeiten von der Fallraumlänge und der Art des Entladungsgases abhängen.

Die zeitliche Entwicklung des Entladungsstroms läßt aber nur integrale Aussagen über das Verhalten der Entladung zu. Den Einfluß der Spannungserhöhung auf die einzelnen Entladungsgebiete kann man indirekt aus Modellvorstellungen und den bekannten Gesetzmäßigkeiten der stationären Entladung abschätzen. Diese Modellvorstellungen lassen sich nicht allein durch dynamische Entladungsstrommessungen experimentell prüfen.

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit den experimentellen Möglichkeiten zur Untersuchung des Zeitverhaltens der Ausgleichsprozesse in den einzelnen Entladungsgebieten. Gleichzeitig soll sie die bisherigen Erkenntnisse auf diesem Gebiet erweitern.

2. MESSMETHODIK

Voruntersuchungen ergaben, daß man durch die sprunghafte Erhöhung der Entladungsspannung den zeitlichen Ablauf der Ausgleichsprozesse in der Entladung besonders gut studieren kann. Damit sind - im Gegensatz zu einer Wechselspannungsüberlagerung - die Anfangs- und Endwerte der Entladungsdaten bekannt; außerdem ist der zeitliche Einsatzpunkt der Störung festgelegt.

Die im Glimmlichtplasma gemessenen Ausgleichszeiten der (durch die Spannungserhöhung bewirkten) Ladungstrennung liegen im Nanosekundenbereich. Einen Richtwert für die erforderliche Anstiegszeit T^* der Spannungserhöhung gibt die reziproke Elektronenplasmafrequenz:

$$[1] \qquad T^* < \left(\frac{\pi \cdot m_e}{n_e \cdot e^2} \right)^{1/2}$$

n_e = Elektronendichte
m_e = Elektronenmasse
e = Elementarladung

Damit schnell ablaufende Vorgänge durch ein Sampling-Verfahren registriert werden können, muß die Störung der Entladung periodisch wiederholt werden. Die Zeit zwischen zwei Störungen muß so groß sein, daß sich die Entladung wieder auf den Ausgangszustand einstellen kann. Wie eine Abschätzung der Ausgleichszeit von Plasmadichtestörungen ergibt, sind dazu bei unseren Entladungen Pausenzeiten von etwa 10 msec erforderlich. Das Tastverhältnis (Impulsdauer : Impulspause) der Impulsfolge darf - bei einer Spannungserhöhung von maximal 1000 V - einen Wert von einigen 10^{-4} nicht übersteigen, damit eine Änderung der stationären Entladungsdaten durch Aufheizung vermieden wird.

Das dynamische Verhalten der Entladung wird wesentlich von den Laufzeiten der Ladungsträger bestimmt. Die an der

Kathode ausgelösten Elektronen durchlaufen die Entladung in einigen 10^{-9} sec, die Ionen den Fallraum in einigen 10^{-7} sec. Also müssen die plasmadiagnostischen Verfahren auf ihre Eignung im Submikrosekundenbereich geprüft werden.
Das Hochfrequenz- und Impulsverhalten von Langmuirsonden wird nicht nur durch das Plasma, sondern auch von der zwischen Sonde und Plasma liegenden Raumladungsschicht bestimmt (21, 22). Die Aufbauzeit dieser Schicht liegt bei einigen Mikrosekunden. Durch eine stromziehende Sonde schafft man außerdem eine Hilfsentladung, deren dynamisches Verhalten ebenfalls von den Prozessen bestimmt wird, die wir untersuchen wollen.
Mikrowellenmethoden sind aufgrund einer zu geringen Plasmadichte bei unseren Entladungen nur begrenzt anwendbar. Somit lassen sich die Kurzzeitvorgänge nur mit spektroskopischen Verfahren untersuchen. Jedoch bewegt man sich auch hier wegen der geringen Helligkeit der Entladungsgebiete in meßtechnischen Grenzbereichen.

Ein Beispiel, das die späteren experimentellen Verhältnisse berücksichtigt, soll dies verdeutlichen:
In einer anomalen H_2-Glimmentladung ($p = 3$ Torr, $I_E = 10$ mA) bestimmte SCHNEIDER (23) für die H_β-Linie im Glimmlicht eine maximale Quantenausbeute von

$$1{,}4 \cdot 10^{13} \text{ Quanten/sec} \cdot \text{cm}^3$$

Bei unserem Experiment soll noch eine Intensitätserhöhung von 10% nachgewiesen werden.
Zur spektralen Zerlegung wird ein Interferenzfilter mit einer Durchlässigkeit von 50% verwendet. Bei Abbildung der Entladung durch ein Photoobjektiv (1:1,5/75mm, Abstand Objektiv - Entladung etwa 30 cm) nutzt man (bei isotroper Strahlungsverteilung) nur einen Bruchteil von $1{,}7 \cdot 10^{-3}$ der insgesamt von einem cm^3-Glimmlichtplasma emittierten Licht-

quanten zur Messung aus. Die Quantenausbeute der S11-Photokathode des Multipliers beträgt für H_β etwa 10%. Hinzu kommen Absorptionsverluste von 50% im Lichtleiter, der das optische Signal in der Objektivbildebene abtastet.
Bei einer geforderten zeitlichen Auflösung von 50 nsec fallen in dieses Zeitintervall nur 3 (!) zusätzliche Elektronenlawinen, und die statistische Streuung wird sehr groß; daher ist die Anwendung eines Sampling- oder Vielkanalverfahrens unumgänglich.

3. EXPERIMENTELLE ANORDNUNG
(siehe dazu Übersichtszeichnung Abb. 1)

3.1. Pumpstand und Entladungsgefäß

Wir verwenden eine Druckstufenanordnung, um den Neutralgasdruck in einem weiten Bereich ($p = 10^{-2}$ ... 1 Torr) zu stabilisieren. Der Pumpensatz besteht aus einer Öldiffusionspumpe DO-121 (Diffelen ultra, Fa. LEYBOLD) und einer zweistufigen, rotierenden Vorpumpe D2. Ein wassergekühltes Baffle und zwei Kühlfallen (Kühlmittel: flüssige Luft) frieren vorhandene Dämpfe aus.
Das Entladungsgefäß ist ein 120 mm langes Duranglasrohr mit 50 mm Innendurchmesser. Die plangeschliffenen Enden werden durch die - mit einer Dichtungsnut versehenen - Elektroden abgeschlossen. Die Dichtungen bestehen aus einem hochwärmefesten, oberflächenverschmolzenen Silikonschaumgummi. Etwa in der Mitte des Entladungsgefäßes sind die Anschlüsse für Pumpe, Gaseinlaß und Druckmessung radial

herausgeführt. Bei einem Zulauf von 10^{-5} Torr · l/sec erreicht der Enddruck 8 · 10^{-6} Torr.
(Reinheit des verwendeten Wasserstoffs nach Angaben der Fa. LINDE: 99,6%)

3.2. Impulserzeugung

Die Impulse werden mit einem Koaxialkabel-Impulsgenerator erzeugt. Fig. 1 zeigt die Prinzipschaltung:

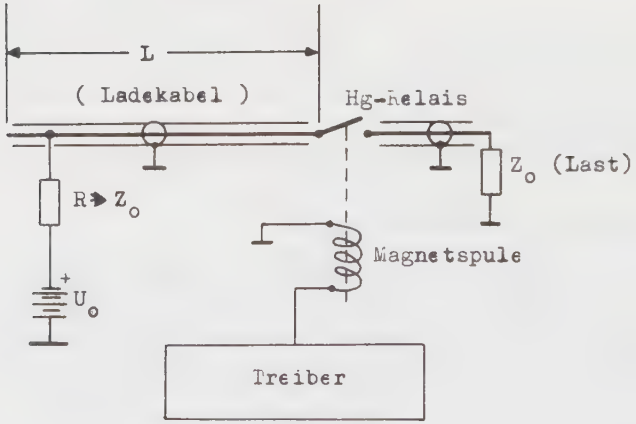


Fig. 1

Ein durch den Widerstand $R \gg Z_o$ auf die Spannung U_o aufgeladenes Koaxialkabel vom Wellenwiderstand Z_o wird durch einen Schalter mit dem Lastwiderstand Z_o verbunden. An

der Ausgangsseite des Schalters entsteht ein positiver Spannungssprung von $U_o/2$, der zum Lastwiderstand läuft. Der entsprechende negative Spannungssprung wandert vom Schalter aus in die entgegengesetzte Richtung und wird am offenen Ende ohne Polaritätsumkehr reflektiert. Wenn der negative Impuls den Schalter wieder erreicht hat, ist das Kabel entladen, und die Ausgangsspannung fällt auf Null (24 - 26). Die Impulslänge ist gegeben durch

$$T = 2 \cdot L/V$$

V = Ausbreitungsgeschwindigkeit eines Spannungssprungs durch das Kabel (für die meisten 50-Ohm-Koaxialkabel etwa $2 \cdot 10^8$ m/sec)

L = Länge des Kabels (m)

Es wird ein mechanisch arbeitender Quecksilberschalter (Spezialentwicklung der Fa. CLARE für die Impulsgeneratoren der Fa. HUGGINS) eingesetzt, der koaxial in ein Messinggehäuse eingebaut ist und ein Teilstück des Innenleiters (Abb. 2) bildet. In jeder Querschnittsebene (senkrecht zur Impulsausbreitungsrichtung) ist der Außenleiterdurchmesser so groß, daß der Wellenwiderstand 50 Ohm beträgt (27). Am günstigsten für die magnetisch erfolgende Schalterbetätigung ist eine symmetrische Rechteckspannung. Wegen der großen Kapazität (10 000 pF) des Ladekabels (100 m Koaxialkabel RG 8/U, Amphenol) und wegen des hohen Ladewiderstandes (größer als 100 kOhm aufgrund der stationär brennenden Entladung) wäre die Zeitkonstante für die Kabelaufladung bei der Anordnung nach Fig. 1 nicht mehr klein gegenüber der Öffnungszeit des Impulsschalters (2,5 ... 15 msec). Daher verbindet während der Öffnungsphase des Impulsschalters ein zweiter Quecksilberschalter das Netzgerät direkt mit dem Ladekabel.

Die Abb. 3 und 4 zeigen Sampling-Oszillogramme der erzeugten Rechteckimpulse.

Gemessene Werte

maximal zulässige Ladespannung	:	4 KV
Anstiegszeit (10% auf 90%)	:	$\leq$ 1,1 nsec
Überschwingen	:	$<$ 3%
Impulslänge	:	(980 $\pm$ 10) nsec

3.3. Koaxiale Elektroden

Zur Übertragung des Rechteckimpulses auf die Entladungsstrecke ist eine Elektrodenform (koaxiale Kegelelektroden) nötig, die eine unverzerrte, reflexionsfreie Impulsübertragung ermöglicht: Die Anordnung nach Abb. 5 hat den geforderten Wellenwiderstand von 50 Ohm (27). Der Innenleiter aus Aluminium wird von einem Kühlmittel (Petroleum) durchströmt.

Anoden- und Kathodenelektrode sind - bis auf den Abschlußwiderstand - gleich aufgebaut. Da an der Kathode die Entladungsspannung anliegt, ist ein rein ohmscher Abschluß nicht möglich. Deshalb werden 16 RC-Glieder (je 800 Ohm in Reihe mit 10 nF) verwendet, die - vom Innenleiter radial zum Außenleiter montiert - einen flächenhaften Abschluß simulieren. Der Anodenabschluß ist in ähnlicher Weise rein ohmsch aufgebaut.

Die Außenleiter der Kegelelektroden sind durch einen geerdeten Kupferzylinder so miteinander verbunden, daß die Entladungsstrecke einen dazu koaxialen Innenleiter darstellt. Damit werden Störeinflüsse auf den Meßkreis durch Abstrahlung unterdrückt, und eine einwandfreie Impulsübertragung an die Entladung ist gewährleistet.

3.4. Optischer Aufbau

Die Entladung wird über ein Photoobjektiv (f = 75 mm, 1 : 1,5) in der Bildebene einer Kleinbildkamera abgebildet, die mit Hilfe eines Mikrometerschlittens exakt justierbar ist. Die spektrale Zerlegung erfolgt mit Interferenzbandfiltern (Transmission 50 - 60%, Fa. SCHOTT). In der Kamerabildebene wird durch einen weiteren Mikrometerschlitten ein spaltförmiger Lichtleiter (faseroptischer Querschnittswandler 2,5 · 10 mm^2, Fa. SCHOTT) in Filmtransportrichtung verschoben (Einstellgenauigkeit $\pm$ 0,05 mm). Aufgrund der geometrisch-optischen Verhältnisse ergibt sich ein auf den Lichtleiter abgebildetes scheibenförmiges Entladungsgebiet von 10,6 mm Höhe in Achsenrichtung. Durch die Verschiebung des Lichtleiters in der Kamerabildebene erreicht man eine örtliche Auflösung der Helligkeitsverteilung in der Entladung.
Das Ende des Lichtleiters ist vor der Photokathode des Multipliers so angeordnet, daß diese durch das austretende Lichtbündel (Öffnungswinkel 67^o) nahezu vollständig ausgeleuchtet wird.

3.5. Multiplierelektronik

Wir verwenden einen schnellen, 12stufigen Multiplier XP 1021 (Fa. VALVO) mit einer S11-Kathode (42 mm Ø; λ_{max} = (420 $\pm$ 30) nm). Die Anodenimpedanz beträgt 50 Ohm. Das günstigste Verhältnis von Nutzsignal zu Rauschpegel ergibt sich bei einer Gesamtspeisespannung von 2030 V (Stromverstärkung 5 · 10^7). Wegen der großen Stromverstärkung wird der maximal zulässige Anodengleichstrom von 2 mA im stationären Betrieb schon bei kleinen Beleuchtungsstärken erreicht. Erhöht man durch die Impuls-

überlagerung die Helligkeit der Entladung um 10%, so beträgt die Spannungsänderung nur 10 mV an 50 Ohm. Für eine bessere Ausnutzung des Linearitätsbereichs (I_a^{max} = 300 mA) wird der Multiplier durch einen elektronischen Verschluß nur 30 µsec lang zur Messung offen gehalten. Das Schaltungsprinzip ist in Fig. 2 dargestellt.

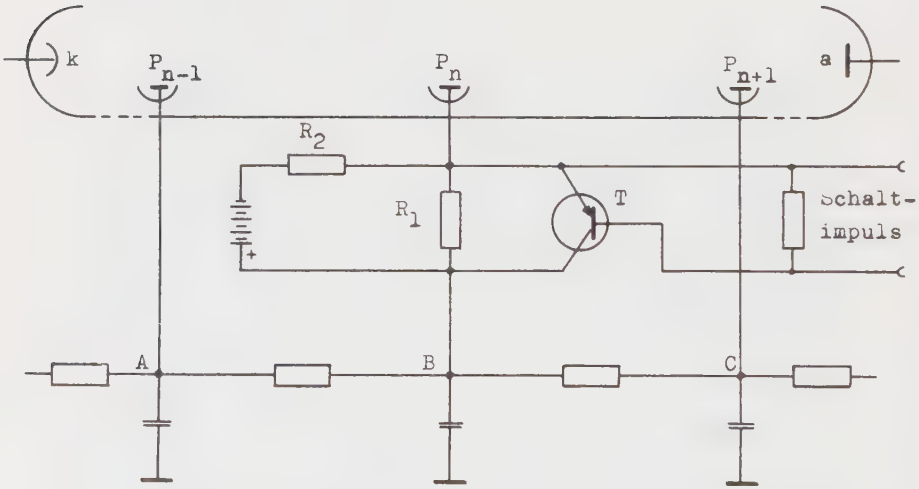


Fig. 2

Zwischen dem Punkt B des Spannungsteilers und der Dynode P_n liegt der Schalttransistor T (npn). Bei gesperrtem Transistor hat die Dynode P_n gegenüber P_{n-1}

negatives Potential: der Multiplier ist ebenfalls gesperrt. Durch einen relativ zum Emitter positiven Impuls an der Basis wird der Transistor niederohmig. Die Dynode P_n erhält damit das Potential des Punktes B: der Multiplier ist geöffnet*. Der Multiplier wird durch Potentialänderung der Dynode P8 geöffnet. Im gesperrten Zustand geht der Anodenstrom - bei unveränderter Beleuchtung der Kathode - auf 10^{-3} des stationären Wertes zurück.

Die Öffnungszeit, die in unserem Fall 110 nsec beträgt, wird durch die Einschaltzeit des Transistors und durch die Schaltkapazitäten bestimmt. Die Steuerelektronik des Verschlusses bewirkt eine zusätzliche Zeitverzögerung von 120 nsec. Der Entladungsimpuls, der über die nachfolgend beschriebene Steuerelektronik den Verschluß öffnet, muß um mindestens 230 nsec verzögert werden, bevor er die Entladungsstrecke erreicht. Zwischen dem Ausgang des Entladungsimpulsgenerators und der Entladungsstrecke liegt daher ein Verzögerungskabel (30 m RG 8/U). Vor der Verzögerungsleitung koppelt man induktiv einen Teil des Entladungsimpulses aus und gewinnt damit den Öffnungsimpuls für den Verschluß. Da die Entladungsimpulse in der Höhe sehr unterschiedlich sind, wird mit der Flanke des vom Impulstransformator gelieferten Ausgangssignals zunächst ein weiterer Rechteckimpulsgenerator getriggert. Der mit einem Lawineneffekt-Transistor arbeitende Generator liefert Ausgangsimpulse mit einer konstanten Impulshöhe von 20 V, einer Anstiegszeit von 1,5 nsec und einer Impulsdauer von 240 nsec. Mit diesen Rechteckimpulsen wird ein monostabiler Multivibrator angesteuert, der die Öffnungsimpulse für den

---

* Der Transistor kann durch einen Schalter kurzgeschlossen werden; dann sind auch stationäre Messungen möglich.

Verschluß liefert (Offenhaltezeit 30 µsec).

3.6. Registrierung der Meßgrößen

3.6.1. Optischer Intensitätsverlauf

Die Anodenstromimpulse werden zunächst verstärkt (gleichstromgekoppelter Breitbandverstärker mit einer Bandbreite von 200 MHz (- 6 dB), 156 B, Fa. CHRONETICS) und am Ausgang durch ein RC-Glied mit einer Zeitkonstante von 50 nsec integriert. Der nachfolgende Feldeffekttransistor-Tastkopf P 6045 (Fa. TEKTRONIX) dient zur Impedanzanpassung (10 MOhm : 50 Ohm) eines weiteren Verstärkers 156 B. Das Meßsignal wird dann einem Sampling-Oszillographen (561 A; 3 S 76, 3 T 77, Fa. TEKTRONIX) zugeführt und durch einen XY-Schreiber (Fa. MOSELEY) direkt als Funktion der Zeit aufgezeichnet.

3.6.2. Dynamischer Entladungsstromverlauf

Die am Anodenabschlußwiderstand abfallende Spannung ist dem Entladungsstromverlauf proportional und so groß, daß sich meist eine Zwischenverstärkung erübrigt. Auch hier erfolgt die Registrierung mit einem an den Sampling-Oszillographen angeschlossenen XY-Schreiber.

4. EXPERIMENTELLE BESONDERHEITEN

4.1. Strommessungen

Die Messung der Entladungsstromänderungen am Anodenabschlußwiderstand bereitet grundsätzlich keine Schwierigkeiten. Die Kathode muß vor dem Anschluß des Sampling-Oszillographen bei erhöhtem Druck und großer Stromdichte (etwa 20 mA/cm^2) längere Zeit "sauber" gebrannt werden. Sonst kommt es zu kurzdauernden, elektrischen Durchschlägen, die von Ablagerungen auf der Kathode ausgehen. Dabei steigt der Entladungsstrom um das Hundertfache auf Werte bis etwa 1 A an. Die dabei am Anodenabschlußwiderstand auftretenden Spannungsspitzen gefährden die Diodenbrücken des Sampling-Oszillographen.
Bei hohen Impulsspannungen verursacht der "Kathodendurchgriff" meßtechnische Schwierigkeiten. Während der Impulsdauer fließen durch den kathodenseitigen Abschlußwiderstand Ströme bis zu 20 A (Impulsleistung 20 kW!). Aufgrund der Anstiegszeit von 10^{-9} sec sind im Fourierspektrum des Impulses viele höherfrequente Oberwellen vorhanden. Trotz Abschirmung von Kathode und Meßelektrode ergibt sich durch die Anoden-Kathodenkapazität von 0,2 pF ein direkter Einfluß auf den Meßkreis. Deshalb muß bei einer Zeitauflösung unter 10 nsec die maximale Impulsspannung auf 200 V begrenzt werden. Die kleinste Wiederholfrequenz der Entladungsimpulse wird durch die Speicherzeitkonstante des Sampling-Systems bestimmt. Die Impulsfrequenz beträgt bei allen Messungen (35 $\pm$ 3) Hz.
Eine Meßkurve wird durch 10 000 Abtastpunkte abgebildet. Jedem Abtastpunkt entspricht eine Impulsüberlagerung. Für die Dauer der Meßsignalaufzeichnung (etwa 5 Minuten) bleibt die Entladung ausreichend stabil ($|\Delta I_E| \leq \pm 1\%$).

4.2. Optische Messungen

Das Entladungsrohr schwärzt sich während des Betriebs durch zerstäubtes Kathodenmaterial. Zur rechnerischen Korrektur des Intensitätsverlustes wird zu Beginn der Meßreihen und dann nach jeweils 10 Betriebsstunden der Helligkeitsverlauf der H_β-Linie einer Standardentladung (0,15 Torr, I_E = 10 mA bei (1400 $\pm$ 10) V) aufgenommen und daraus ein ortsabhängiger "Schwärzungsfaktor" bestimmt. Hierbei wird die aufgestäubte Schicht als optisch neutral-grau angenommen. Die mit dem Druck stark zunehmende Zerstäubung begrenzt den maximalen Arbeitsdruck auf 0,25 Torr. Der niedrigste Arbeitsdruck beträgt 0,10 Torr. Die Helligkeitsänderung der Entladung liegt dann bei einer stationären Brennspannung von 2600 V und der - davon abhängigen - maximalen Impulsspannung von 500 V bereits an der meßtechnischen Auflösungsgrenze. Diese wird durch die statistischen Schwankungen ΔI_M des Multiplieranodenstroms I_M bestimmt. Für eine sinnvolle Auswertung muß gelten: $\Delta I_M / I_M \leq 0{,}5$. Wegen der Halbwertsbreite der Interferenzfilter ($\lambda_{1/2}$ = 20 nm) ist die Messung des Intensitätsverlaufs der Balmerlinien schwierig: im Durchlaßbereich des Filters kann die Summe der Intensitäten der Moleküllinien gleich der Intensität der Balmerlinie werden. (Abb. 6 zeigt einen Ausschnitt aus dem Spektrum einer H_2-Entladung in der Umgebung von H_β, aufgenommen mit einem STEINHEIL-Spektrographen GH in 3-Prismen-Montierung.) Daher muß das Zeitverhalten des Molekülspektrums neben der Linie gemessen werden, um den zeitabhängigen Korrekturwert für den Linienuntergrund bestimmen zu können. Wegen der großen Zahl der durchgelassenen Moleküllinien (ca. 300) kann man annehmen, daß sich das Zeitverhalten des Molekülspektrums am "Ort der Linie" und in der näheren Umgebung nur geringfügig ändert.

4.3. Meßbereichsabgrenzung

Tab. 1 gibt einen Überblick über die stationären Entladungsdaten und die dabei verwendeten Impulsspannungen.

p (Torr)	I_E (mA)	U_E (V)	U_p (V)
0,24	4	680	200, 500, 1000
	8	880	200, 500, 1000
	12	1030	200, 500, 1000
	16	1140	200, 500, 1000
0,16	4	930	200, 500, 1000
	8	1210	200, 500, 1000
	12	1420	200, 500, 1000
	16	1580	200, 500, 800
0,10	4	1730	200, 500, 900
	8	2210	200, 500, 700
	12	2570	200, 500, -

Tab. 1

Die optischen Messungen wurden für die Wellenlängen $\lambda = (488 \pm 10)$ nm (H_β) und $\lambda = (463 \pm 5)$ nm (Viellinienspektrum des H_2-Moleküls) durchgeführt. Für jedes Entladungswerttupel (p, I_E, U_E, U_p) wurde der zeitliche Ver-

lauf in 6 Entladungsbereichen ((0,1 ... 1,07) cm; (1,37 ... 2,43) cm; (2,22 ... 3,28) cm; (4,33 ... 5,40) cm; (6,45 ... 7,51) cm und (8,65 ... 9,71) cm von der Kathode entfernt*) gemessen.
Die Übersichtszeichnung Abb. 7 zeigt die geometrischen Entladungsverhältnisse, die Lage der bei den optischen Messungen erfaßten Entladungsbereiche sowie die stationäre Helligkeitsverteilung für die H_β-Linie und das Vielliniенspektrum.

5. AUSWERTEVERFAHREN

Die Abb. 8 - 10 zeigen typische Schreiberkurven für den zeitlichen Verlauf des Entladungsstroms und der Lichtintensität während der Impulsdauer; von den optischen Kurven kann Abb. 10 gerade noch ausgewertet werden.
Aus den Schreiberkurven wurde zunächst graphisch die "wahrscheinlichste" Meßkurve ermittelt. Zur maschinellen Auswertung stellen wir die Kurven durch 40 (t_ν, y_ν)-Wertepaare dar, die einzeln umgerechnet werden. Während bei den Entladungsstromkurven nur die Empfindlichkeit der Registriereinrichtung (Verstärker, Oszillograph, Schreiber) berücksichtigt werden muß, gehen bei den Intensitätskurven zusätzlich die orts- und zeitabhängige Schwärzung des Entladungsrohres, die Durchlässigkeit und Durchlaßbreiten der Interferenzfilter, die Öffnung der Aperturblende (bezogen auf volle Öffnung) und der spektrale Empfindlichkeitsverlauf

---

* Im Folgenden wird die Lage der Entladungsbereiche nur durch ihre kathodenseitige Begrenzung gekennzeichnet: x = 0,1 cm; 1,37 cm; 2,22 cm; 4,33 cm; 6,45 cm und 8,65 cm.

des Multipliers (bezogen auf λ_{max} = 420 nm) in die Umrechnung ein.
Bei den Balmerlinien wird für jedes umgerechnete (t_ν , y_ν)-Wertepaar die Untergrundkorrektur durchgeführt und daraus der endgültige zeitliche Intensitätsverlauf durch Interpolation bestimmt. Die untergrundkorrigierten Meßkurven kann man bei höheren Drucken (p = 0,24 Torr) und in Kathodennähe gut durch einen (1 - exp $(t_o-t)/\tau$) - Verlauf approximieren (Fig. 3).

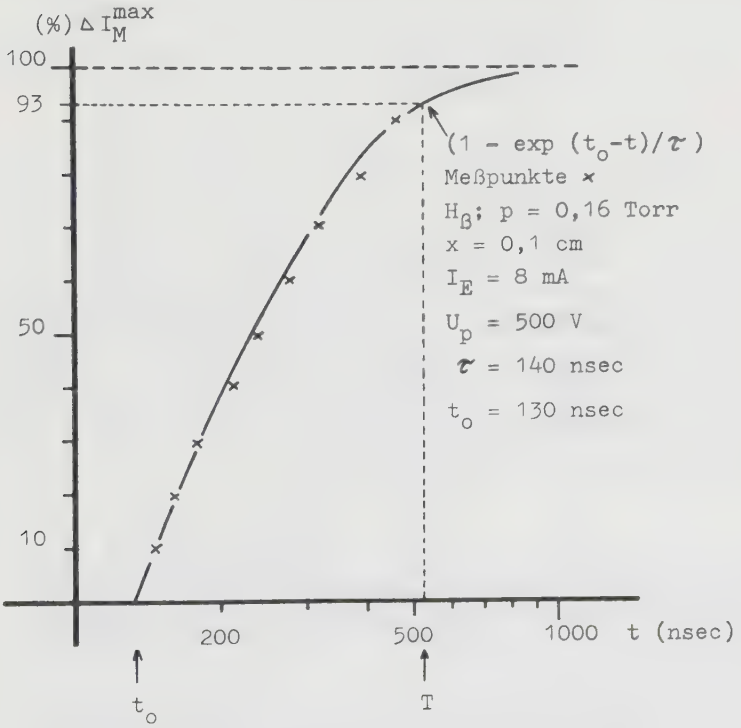


Fig. 3

Wie nachfolgend beschrieben, treten bei niedrigen Drucken (p = 0,16; 0,10 Torr) bei H_β (Abb. 22) und beim Viellinienspektrum (Abb. 21) Abweichungen vom $(1 - \exp(t_o - t)/\tau)$-Verlauf auf, die durch Überlagerung des Exponentialverlaufs* mit einer - in erster Näherung - linearen Funktion dargestellt werden können. Um die Meßkurven dennoch zu vergleichen, werten wir nur den exponentiellen Anteil numerisch aus.

Die Zeitkonstante und den Wert für den Zeitnullpunkt t_o ermitteln wir rechnerisch aus den Meßwerten

$$\Delta I_M(t) / \Delta I_M^{max} = 0{,}15$$

$$\Delta I_M(t) / \Delta I_M^{max} = 0{,}90 \text{ (bzw. } 0{,}80)$$

unter Annahme des Exponentialverlaufs; ΔI_M^{max} ist der asymptotische Wert des exponentiellen Anteils. Zusätzlich wird eine Anstiegszeit T angegeben und als die Zeit definiert, die das Meßsignal für ein Ansteigen von 0 auf 93% von ΔI_M^{max} benötigt. Hierbei wird - abweichend von der üblichen Definition in der Impulstechnik - berücksichtigt, daß der Amplitudenfehler des Meßsignals aufgrund der starken statistischen Schwankungen bei mittleren Entladungsdrucken etwa $\pm$ (6 ... 8)% beträgt.

Bei einem exakten $(1 - \exp(t_o - t)/\tau)$-Verlauf besteht zwischen T und τ der Zusammenhang

$$(T/\tau) = 2{,}67$$

Da aber die T- und τ -Werte auf verschiedene Weise gewonnen wurden (T graphisch aus den Meßkurven, τ rechnerisch), ergeben sich Abweichungen von $\pm$ 10% von diesem Verhältnis.

---

* Wenn im Folgenden vom "Exponentialverlauf" und vom "exponentiellen Anteil der Meßkurve" gesprochen wird, steht dies für den $(1 - \exp(t_o - t)/\tau)$ - Anteil.

6. ERGEBNISSE

Die in (19) veröffentlichten Ergebnisse des Kurzzeitverhaltens des Entladungsstroms ($t < 5 \cdot 10^{-8}$ sec nach der Impulsüberlagerung) konnten mit der verbesserten Apparatur bestätigt werden, führten aber nicht zu neuen Erkenntnissen.
Bei der optischen Untersuchung der gepulsten Entladung ergab sich kein dem dynamischen Entladungsstromverlauf entsprechendes Kurzzeitverhalten der Lichtemission*.
Das zeitliche Verhalten der Lichtemission ist qualitativ dem Langzeitanstieg des Entladungsstroms ähnlich. Daher stellen wir nachfolgend nur diese Ergebnisse zusammen.

6.1. Strommessungen

Abb. 11 zeigt das gemessene Langzeitverhalten des Entladungsstroms. Zu Beginn der Impulsüberlagerung erkennt man den Kurzzeitanstieg des Entladungsstroms (das scharfe Maximum wird wegen der Integrationszeitkonstante von 50 nsec, mit der die Kurve aufgenommen wurde, unterdrückt). Physikalisch sinnvolle Aussagen über die Anstiegszeit des Entladungsstroms sind nur für p = 0,24 Torr und p = 0,16 Torr möglich, da bei diesen Drucken der Entladungsstrom

---

* Untersuchungen des optischen Kurzzeitverhaltens wurden für H_β und das Viellinienspektrum bei p = 0,24 Torr, I_E = 16 mA und U_p = 1000 V durchgeführt. Trotz der relativ großen Helligkeit, die eine Verringerung der Integrationszeitkonstante auf 10 nsec erlaubte, konnte für die Lichtemission kein Anstieg nachgewiesen werden, der dem Kurzzeitverhalten des Entladungsstroms korreliert ist.

asymptotisch gegen den durch die stationäre Charakteristik $I_E = f\ (U_E)\big|_p$ gegebenen Endwert geht. Da dieser während der Impulsdauer meist nicht erreicht wird, ermittelten wir die Anstiegszeit aus dem extrapolierten Kurvenverlauf.
In Tab. 2 sind die stationären und die dynamischen Entladungsdaten sowie die Anstiegszeiten zusammengestellt.

Bei 0,10 Torr erreicht der Quotient

$$\frac{I_E\ (U_E) + \Delta I_E\ (U_E,\ U_p)\big|\ t = 1\,\mu\text{sec}}{I_E\ (U_E + U_p)\ \big|\ t = \infty}$$

Werte von 92 ... 99%, der zeitliche Verlauf des Entladungsstroms läßt aber während der Impulsdauer noch keine Sättigung erkennen (Abb. 12). Daraus kann man schließen, daß der Entladungsstrom - bei ausreichender Impulsdauer - nach 3 ... 5 μsec ein Maximum durchlaufen wird. Ein ähnliches Verhalten fanden wir bei dynamischen Entladungsstrommessungen in Argon (19); jedoch wird dort das Maximum in wesentlich kürzerer Zeit erreicht (t_{max} = 0,4 μsec bei p = 0,08 Torr). Abb. 13 zeigt für p = 0,24 Torr den Verlauf der gemessenen Anstiegszeit als Funktion des stationären Entladungsstroms für verschiedene überlagerte Impulsspannungen. Bei wachsender Impulsspannung braucht die Entladung länger, um den neuen Gleichgewichtszustand zu erreichen. Das gleiche Verhalten findet man auch bei 0,16 Torr (Abb. 14). Während aber hier die Einstellzeiten mit steigendem Entladungsstrom (U_p = const.) abnehmen, werden sie bei 0,24 Torr größer. Wegen der nichtlinearen (I_E, U_E) - Kennlinie der Entladung ist es sinnvoll, die Anstiegszeiten gegen die

Tab. 2

p (Torr)	U_E (V)	I_E (mA)	U_p (V)	$I_E\,(U_E+U_p)$ (mA)	ΔI_E^{dyn} [1] (mA)	$\frac{I_E(U_E)+\Delta I_E^{dyn}}{I_E\,(U_E+U_p)\big\vert_\infty}$ (%)	T (nsec)
0,24	680	4,0	200	7,8	3,6	97	630
			500	17,6	13,3	97	780
			1000	45,6	37,5	97	1020**
	880	8,0	200	13,7	5,6	99	680
			500	26,8	16,7	93	840
			1000	68,0*	45,5	79	1100**
	1030	12,0	200	19,1	6,8	98	710
			500	35,0	19,9	91	900
			1000	86,0*	53,6	77	1200**
	1140	16,0	200	25,0	7,7	95	860
			500	44,6	22,0	85	1150**
			1000	130 *	73,2	69	1700**

1) maximale Stromzunahme während der Impulsdauer $\left(\Delta I_E\,(U_E, U_p)\big\vert_{t\,=\,1\mu\,sec}\right)$

* extrapoliert aus stationärer (I_E, U_E) - Kurve

** extrapoliert aus dynamischem Entladungsstromverlauf

Tab. 2 (Fortsetzung)

p (Torr)	U_E (V)	I_E (mA)	U_p (V)	$I_E\ (U_E+U_p)$ (mA)	ΔI_E^{dyn} [1] (mA)	$\frac{I_E(U_E) + \Delta I_E^{dyn}}{I_E\ (U_E+U_p)\big\vert_\infty}$ (%)	T (nsec)
0,16	930	4,0	200	6,6	2,5	99	940
			500	12,4	7,8	95	1050
			1000	27,8	20,3	87	1150**
	1210	8,0	200	12,0	3,8	98	840
			500	20,1	11,0	95	960
			1000	40,0*	28,3	91	1050**
	1420	12,0	200	17,4	4,8	97	800
			500	30,0	15,4	92	920
			1000	54,6*	37,7	85	1000

1) maximale Stromzunahme während der Impulsdauer $(\Delta I_E\ (U_E, U_p)\big\vert_{t = 1\,\mu sec})$

* extrapoliert aus stationärer (I_E, U_E) - Kurve

** extrapoliert aus dynamischem Entladungsstromverlauf

Tab. 2 (Fortsetzung)

p	U_E	I_E	U_p	$I_E\ (U_E+U_p)$	ΔI_E^{dyn} [1]	$\frac{I_E(U_E) + \Delta I_E^{dyn}}{I_E\ (U_E+U_p)\big\vert_\infty}$	T
(Torr)	(V)	(mA)	(V)	(mA)	(mA)	(%)	(nsec)
0,10			200	5,25	1,17	98	-
	1730	4,0	500	7,9	3,27	92	-
			900	13,0	8,0	92	-
			200	10,0	1,92	99	-
	2210	8,0	500	14,0	5,59	97	-
			700	17,0	8,25	96	-
			200	14,7	2,55	99	-
	2570	12,0	500	19,9	7,58	98	-

1) maximale Stromzunahme während der Impulsdauer $\left(\Delta I_E\ (U_E, U_p)\big\vert_{t = 1\,\mu sec}\right)$

relative Entladungsstromerhöhung $\left(\frac{\Delta I_E}{I_E}\right)_{stat.}$ anzutragen (Abb. 15 und 16). Bei beiden Drucken wird die Einstellzeit mit zunehmender relativer Stromerhöhung (I_E = const.) größer. Bezogen auf die gleiche relative Stromerhöhung nehmen bei 0,16 Torr die Einstellzeiten mit wachsendem Entladungsstrom ab, bei 0,24 Torr dagegen zu.

6.2. Optische Messungen

Die ausgewerteten Meßkurven zeigen für die Balmerlinien H_γ und H_β im Rahmen der Meßgenauigkeit das gleiche Zeitverhalten. Die Untergrundkorrektur für H_γ führt aber zu größeren Unsicherheiten, da H_γ wesentlich lichtschwächer ist als H_β. Deshalb wird - stellvertretend für das gesamte Balmerspektrum - nur das Zeitverhalten der H_β-Linie ausgewertet. Schon eine erste Analyse der Intensitätszunahme während der Impulsdauer zeigt, daß die aus den optischen Intensitätsverläufen ermittelten Anstiegszeiten kleiner sind als die, welche aus den dynamischen Entladungsstromverläufen gewonnen werden.

Eine Abhängigkeit der Anstiegszeit vom stationären Entladungsstrom kann nur für die H_β-Linie vor der Kathode bei p = 0,24 Torr nachgewiesen werden; dort nehmen die Anstiegszeiten mit wachsendem Entladungsstrom ab. Die Anstiegszeiten zeigen ferner keine eindeutige Abhängigkeit von der Impulsspannung; ein Grund dafür könnte die mit sinkender Impulsspannung stark zunehmende Meßungenauigkeit sein.
Die nachfolgend zusammengestellten Meßergebnisse beziehen

sich auf 8-mA-Entladungen und eine überlagerte Impulsspannung von 500 V.
Zunächst soll ein Überblick über die Veränderungen des Zeitverlaufs der H_β-Linie und des Viellinienspektrums in den einzelnen Entladungsgebieten bei verschiedenen Drucken gegeben werden; dazu haben wir den Verlauf der optischen Meßkurven in Abb. 17 skizziert und dem Verlauf des dynamischen Entladungsstroms gegenübergestellt.

6.2.1. Optische Messungen vor der Kathode

Die Abb. 18 - 25 zeigen das zeitliche Verhalten für H_β und das Viellinienspektrum bei verschiedenen Drucken. Die Kurven für H_β, die bei 0,24 Torr gut durch einen $(1 - \exp (t_o-t)/\tau)$ - Verlauf beschrieben werden können, weichen bei niedrigeren Drucken zunehmend stärker davon ab. In diesem Fall kann man den Kurvenverlauf durch Überlagerung eines $(1 - \exp (t_o-t)/\tau)$ - Verlaufs mit einer - in erster Näherung - linearen Funktion beschreiben. In Tab. 3 sind die gemessenen Anstiegszeiten T und die aus dem Kurvenverlauf ermittelten Zeitkonstanten τ (die sich beide auf den Exponentialanteil beziehen) zusammengestellt. Dabei handelt es sich um Mittelwerte aus mehreren Messungen. Die gemessenen Anstiegszeiten für H_β sind immer geringer als die für das Viellinienspektrum. Während die Zeiten für H_β mit fallendem Druck aber zunehmen, durchlaufen sie beim Viellinienspektrum ein Minimum bei etwa 0,16 Torr. Bei 0,24 Torr ist der Unterschied in den Anstiegszeiten von H_β und vom Viellinienspektrum besonders groß.

			H_β		VLSp.	
p (Torr)	U_E (V)	U_p (V)	$\overline{T}_1$ (nsec)	$\overline{\tau}_1$ (nsec)	$\overline{T}_2$ (nsec)	$\overline{\tau}_2$ (nsec)
0,24	880	500	250	90	570	230
0,16	1210	500	420	140	470	180
0,10	2210	500	660	230	750	260

Tab. 3

6.2.2. Optische Messungen an verschiedenen Orten im negativen Glimmlicht

Die Messungen im Glimmlicht unterliegen grundsätzlich einer größeren Meßunsicherheit, da die Intensitäten der Balmerlinien und des Viellinienspektrums mit wachsendem Abstand von der Kathode bzw. vom Glimmsaum schnell abnehmen (Abb. 7). Die Abb. 26 - 37 zeigen den Zeitverlauf für H_β und für das Viellinienspektrum bei verschiedenen Drucken im negativen Glimmlicht. Die Kurven für H_β weichen auch bei 0,24 Torr deutlich von einem Exponentialverlauf ab. Die Unterschiede zwischen dem zeitlichen Verlauf von H_β und dem Viellinienspektrum verwischen mit fallendem Druck und sind bei 0,10 Torr und der verwendeten Impulslänge nicht mehr zu analysieren. In Tab. 4 sind die Meßwerte zusammengestellt.
Die Anstiegszeiten sind für H_β im allgemeinen größer als die entsprechenden Zeiten im Fallraum. Auffällig sind die Unterschiede im Zeitverhalten von H_β bei Veränderung des Entladungsdrucks: bei 0,24 Torr nehmen die Anstiegszeiten mit wachsendem Abstand vom Glimmsaum zu, bei 0,16 und 0,10 Torr dagegen ab. Die gleiche Abhängigkeit findet man auch bei den Zeitkonstanten τ (Abb. 38).

Tab. 4

p (Torr)	U_E (V)	U_p (V)	d (cm)	Entf. v. opt. GS. (cm)	H_β $\overline{T}_1$ (nsec)	H_β $\overline{\tau}_1$ (nsec)	H_β T_2 (nsec)	VLSp. $\overline{T}_2$ (nsec)	VLSp. $\overline{\tau}_2$ (nsec)
0,24	880	500	1,27	1,0	270	100	590		
				3,1	310	110	560	580	200
				5,2	380	140	590		
0,16	1210	500	2,31	0	840	290	630		
				2,0	650	230	650	630	220
				4,1	550	200	610		
0,10	2210	500	3,70	0,6	760	270	730		
				2,8	630	250	680	700	240
				5,0	610	230	680		

Im Gegensatz zum Verhalten der H_β-Linie findet man für die Anstiegszeit beim Viellinienspektrum keine systematische Ortsabhängigkeit (p = const.). Die Schwankungen um einen Mittelwert liegen im Bereich der Meßunsicherheit. Die Druckabhängigkeit der reziproken Zeitkonstanten ist in Abb. 39 dargestellt.

7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

7.1. Verhalten der Lichtemission

7.1.1. vor der Kathode

Das Linienspektrum wird wegen der hohen kinetischen Energie der Ladungsträger im Fallraum fast ausschließlich durch Teilchenstoß angeregt. Die Stoßpartner sind einerseits Elektronen, Ionen und schnelle Neutralteilchen, andererseits die Moleküle und Atome des Grundgases.
Eine Anregung durch Reabsorption von Photonen kann man vernachlässigen (28). Für die Emission der Balmerlinien ist das Abklingen der s-Zustände maßgeblich. Dabei strahlen die angeregten Atome ihre Energie in etwa 10^{-7} ... 10^{-8} sec wieder ab (29 - 31). Da die durchschnittliche Geschwindigkeit der Atome des Grundgases aufgrund der thermischen Bewegung etwa $2 \cdot 10^3$ m/sec beträgt, sind der Ort der Anregung und der Ort der Abstrahlung nahezu identisch. Nur bei hochanomalen Entladungen ($U_E \geq$ 5 kV) kann die von der Anregung bis zur Abstrahlung zurückgelegte Strecke Werte von mehreren Zentimetern erreichen.
Der Anregungsquerschnitt Q_{12} (Übergang von n = 1 auf n = 2) ist für Elektronenstoßanregung am größten; die Anregungs-

querschnitte für die höheren Niveaus werden schnell kleiner (z.B. Q_{12}/Q_{14} = 15,2 bei 120 eV) (32, 33). Damit sind auch Kaskadenübergänge von höheren Niveaus, die zur Abstrahlung der entsprechenden Balmerlinien führen, bedeutungslos (34). Das Anregungsmaximum für Protonen/H-Atome liegt erst bei 8 bzw. 4 keV, wobei aber der Querschnitt für Protonen jeweils größer ist als der für Neutralteilchen (35). Aus den Querschnitten für Protonen- und Molekülionenstoß kann man schließen, daß in anomalen Entladungen die Ionen und Neutralteilchen im Fallraum erst bei höheren Entladungsspannungen ($>$ 5 kV) stärker zum Anregungsleuchten beitragen als die Elektronen (28).

Bei unseren Entladungsspannungen wird das Linienspektrum im Fallraum hauptsächlich durch Elektronenstoß angeregt (bei U_E = 500 V ist die Photonenausbeute durch Elektronenstoß etwa 10 mal, bei U_E = 2000 V etwa 5 mal so groß wie die Ausbeute durch Ionen- und Neutralteilchenstoß!). Deshalb muß die zeitliche Entwicklung der Linienintensität nach der Spannungserhöhung mit der Zunahme der Primärelektronen gekoppelt sein. Die Auslösung der Primärelektronen an der Kathode erfolgt hauptsächlich durch Ionenstoß und durch schnelle Neutralteilchen. Somit ist die zeitliche Zunahme der Elektronenauslösung mit der Laufzeit der Ionen durch den Fallraum korreliert.

Die bei verschiedenen Drucken gemessenen T-Werte liegen in einem Bereich, der sich mit der Ionenbewegung durch das Fallraumgebiet erklären läßt. Im Fallraum wird die Bewegung der positiven Ladungsträger wesentlich durch die Umladung bestimmt. Mit der Kenntnis der Umladequerschnitte (49) läßt sich die Laufzeit der verschiedenen Ionenarten durch den Fallraum berechnen.

Bei Annahme eines linearen Feldverlaufs E (x)
(positive Richtung von der Kathode zur Anode gezählt) :

[2] $E(x) = c \cdot (x-d)$ d = Dunkelraumlänge

ergibt sich:

[3] $E(x) = (2 \cdot U_o/d) \cdot (1 - x/d)$

U_o = Fallraumspannung

Für mäßig starke Felder stellt sich nach (50) eine Geschwindigkeit:

[4] $$v(x) = 0{,}798 \cdot \sqrt{\frac{e \cdot E(x) \cdot \lambda_+}{m}}$$

λ_+ = Umladeweglänge

ein.
Daraus folgt die Laufzeit:

[5] $$T_+ = \int_d^0 \frac{dx}{v(x)} = \int_d^0 \frac{\sqrt{m} \cdot dx}{0{,}798 \cdot \sqrt{e \cdot E(x) \cdot \lambda_+}}$$

[6] $$T_+ = \sqrt{\frac{2\, d^3 \cdot m}{0{,}637 \cdot e \cdot U_o \cdot \lambda_+}}$$

[7] $$T_+ = 1{,}77 \cdot \sqrt{\frac{d^3 \cdot m}{e \cdot U_o \cdot \lambda_+}}$$

Nimmt man zunächst an, daß H_2^+-Ionen im Fallraumgebiet überwiegen, dann kann man aus den für H_2^+ (49) angegebenen Umladequerschnitten q_+ mit

$$[8] \quad (q_+)^{-1} = 3{,}54 \cdot 10^{16} \cdot (\lambda_+ \cdot p) \qquad p \text{ in Torr}$$

die Umladeweglänge λ_+ berechnen. Zusammen mit den experimentellen Daten ergeben sich aus Gleichung [7] folgende Laufzeiten (Tab. 5) :

p (Torr)	q_+ (10^{-16} cm^2)	λ_+ (cm)	d (cm)	$T_{ber.}$ (nsec)	$\overline{T_1}$ gem. (nsec)
0,24	7,4	0,16	1,27	246	250 ± 20
0,16	8,3	0,21	2,31	464	420 ± 30
0,10	9,7	0,29	3,70	650	660 ± 40

Tab. 5

Berechnet man nach [7] die Ionenlaufzeit für H^+ (q_+ stark energieabhängig (49)), dann ergeben sich T-Werte, die sich - auch bei Berücksichtigung der Meßungenauigkeit - den gemessenen Zeiten T_1 nicht zuordnen lassen.
Wie auch massenspektroskopische Untersuchungen (36) an der Kathode zeigten, herrscht das H_2^+-Ion im Fallraum vor. Deshalb läßt sich das vor der Kathode gemessene Zeitverhalten der H_β-Linie mit der H_2^+-Ionenbewegung durch den Fallraum erklären.

Das Viellinienspektrum ist das Elektronenschwingungsspektrum des Moleküls.
Fig. 4 zeigt die Potentialkurven der unteren Elektronen-

zustände des H_2-Moleküls und des Molekülions H_2^+ (37 - 40).

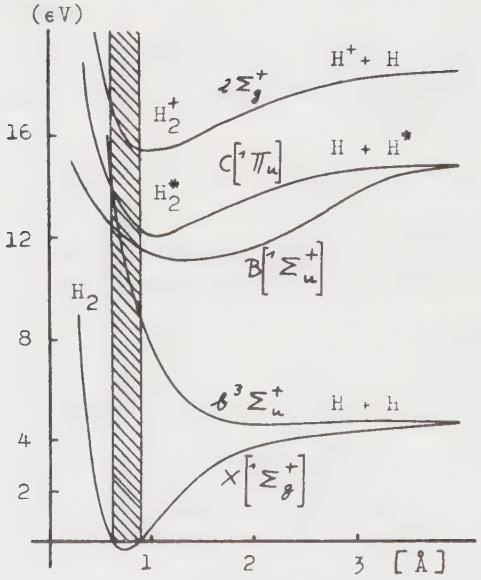


Fig. 4

Die Schwellenergie für die Anregung des B-Zustands beträgt 11,4 eV, die für die Anregung des C-Zustands 12,7 eV (45 - 48).

Das zeitliche Verhalten des Viellinienspektrums läßt sich quantitativ noch nicht beschreiben. Die Meßkurven weichen auch bei p = 0,24 Torr stark von einem $(1 - \exp(t_o - t)/\tau)$-Verlauf ab. Nach dem exponentiellen Anstieg beobachtet man

ein weiteres, in erster Näherung lineares Anwachsen der Intensität. Auch H_β zeigt ein ähnliches Verhalten bei 0,16 Torr und 0,10 Torr. Dies deutet darauf hin, daß ein weiterer Prozeß die Anregung des Molekülspektrums (und bei höheren Entladungsspannungen auch des Linienspektrums) beeinflußt. Bei Direktstoßanregung durch Elektronen - wie sie für H_β bei p = 0,24 Torr und $U_E \sim 1$ kV angenommen wird - müßte das Zeitverhalten des Molekül- und des Linienspektrums gleich sein. Eine Erklärung für das unterschiedliche Verhalten könnte die zusätzliche Anregung durch schnelle Neutrale liefern, die durch Umladungsprozesse gebildet werden. Aufgrund des Feldverlaufs im Fallraum bilden die in der Nähe des Glimmsaums beschleunigten Ionen - die während einer Umladeweglänge eine kleinere Potentialdifferenz durchlaufen als in Kathodennähe - dort auch relativ "langsame" schnelle Neutrale. Diese Neutralteilchen werden nun vom Feld nicht mehr beschleunigt. Damit wird der Unterschied in den Laufzeiten von Ionen und Neutralen bei höheren Drucken (d.h. bei einer geringen Zahl von Umladungen, die die Ionen vom Glimmsaum bis zur Kathode erleiden) besonders deutlich. Im Fallraum gibt es aufgrund des starken und inhomogenen Feldes bei keiner Teilchenart eine stationäre Gleichgewichtsbewegung (Drift), sondern es tritt immer ein "runaway"-Effekt auf.
Bei einer zusätzlichen Anregung des Viellinienspektrums durch schnelle Neutrale müßte, da deren Laufzeit größer ist als die der Ionen, auch die Anstiegszeit für die Emission des Viellinienspektrums größer sein als die des Linienspektrums (siehe Tab. 3, Seite 30).

Mit fallendem Druck (und damit experimentell bedingten höheren Entladungsspannungen) verwischen die Unterschiede in den Einstellzeiten, da die Zahl der Umladevorgänge im

Fallraum zunimmt,und außerdem die Energie der Neutralteilchen auch für eine Anregung des Balmerspektrums ausreicht ($U_E + U_p$ bis 4 kV !).

7.1.2. Verhalten der Lichtemission im negativen Glimmlicht

Das gemessene Zeitverhalten der Emission während der Impulsdauer - bei H_β örtliche Abhängigkeit der Einstellzeit, beim Viellinienspektrum ortsunabhängiges zeitliches Verhalten - kann noch nicht eindeutig erklärt werden. Deshalb müssen wir uns zunächst auf Deutungsversuche beschränken.

Das Glimmlicht als strahlerzeugtes Plasma ist an den Fallraummechanismus gekoppelt.
Die meisten der in das Glimmlicht eintretenden Elektronen haben die ganze Fallraumspannung durchlaufen ($E_{kin.} \sim$ 1 keV). Die Laufzeit der Fallraumelektronen vom Glimmsaum zur Anode beträgt bei unseren Glimmlichtlängen 5 ... 10 nsec. Wenn die beiden Spektren im Glimmlicht hauptsächlich direkt durch Fallraumelektronen angeregt würden, dürfte sich - im Rahmen der Meßgenauigkeit - keine Ortsabhängigkeit der Einstellzeit ergeben. Außerdem müßte das im Glimmlicht gemessene Zeitverhalten der Emission mit dem vor der Kathode übereinstimmen. Da dies nicht zutrifft (siehe Tab. 3, Seite 30, und Tab. 4, Seite 31), muß der Anregung durch (Primär-)Elektronenstoß ein weiterer Prozeß überlagert sein.
Auch eine Anregung durch Plasmaelektronen ($E < 0{,}1$ eV) und durch sekundäre Elektronen scheidet aus; letztere haben vor der Thermalisierung größtenteils Energien von 3 ... 5 eV (51) und werden nahezu gleichzeitig längs der Achse der Entladung erzeugt.

Die bei stationären Entladungen gemessene Intensität der H_β-Linie zeigt - ebenso wie die Plasmadichte (53) - bei konstantem Entladungsstrom ein Maximum zwischen 0,16 und 0,18 Torr (Abb. 40) Deshalb kann man einen Zusammenhang zwischen der Plasmadichte und der Intensität der Linienemission vermuten. Bei vorherrschender Ion - Elektronrekombination (dissoziative Zweierstoßrekombination) :

[9] $H_2^+ + e \longrightarrow H + H^*$ (siehe Fig. 4, Seite 36)

[10] $H_3^+ + e \longrightarrow H^- + H^+ + H^*$ (65)

müßte die Intensität von H_β dem Quadrat der Plasmadichte n (wegen Quasineutralität des Plasmas gilt $n_e \simeq n_{ion}$) proportional sein (p = const.). Da die Plasmadichte bei konstantem Entladungsdruck etwa linear mit I_E (5, 7, 53) zunimmt, müßte die Intensität von H_β auch zu $(I_E)^2$ proportional sein. Wie Abb. 41 zeigt, ist die im Glimmlicht gemessene Intensität von H_β im Druckbereich von 0,10 ... 0,24 Torr dem Entladungsstrom aber <u>direkt</u> proportional.

Massenspektroskopische Messungen im Glimmlicht (43, 44, 54) zeigen, daß H_3^+ das vorherrschende Ion ist ($n\,(H_2^+)_{max} : n\,(H^+)_{max} : n\,(H_3^+)_{max} = 1 : 1{,}2 : 27$ bei p = 0,25 Torr, I_E = 0,6 mA). Am Glimmsaum überwiegen die H_2^+-Ionen (43) (daher lassen sich unsere Messungen an der Kathode mit der H_2^+-Ionenbewegung erklären), während im negativen Glimmlicht der Prozeß

[11] $H_2^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+ + H$

einen großen Wirkungsquerschnitt hat (41, 42, 55 - 57). STEVENSON gibt dafür einen Querschnitt von $1 \cdot 10^{-14}$ cm^2 an.

Die ebenfalls mögliche H_3^+-Bildungsreaktion

$$[12] \qquad H^+ + H_2 \longrightarrow H_3^+$$

hat einen wesentlich kleineren Wirkungsquerschnitt und kann im Druckbereich unserer Entladungen vernachlässigt werden (42).

Die Reaktion [11] ist exotherm, und die Reaktionsenergie beträgt mindestens 1,2 eV (58, 59).

Infolge der hohen Energie der Fallraumelektronen wird zumindest ein Teil der gebildeten H_2^+-Ionen Energien besitzen, die wesentlich über der mittleren thermischen Energie liegen (60, 61, 62). Daher könnten bei dem Prozeß [11] angeregte H-Atome entstehen.

Mit Erhöhung der Entladungsspannung vergrößert sich - über den γ - und ß-Effekt - auch die Anzahl der aus dem Fallraum in das Glimmlicht eintretenden Elektronen. Primär entstehen im Glimmlicht durch Elektronenstoß H^+- und H_2^+-Ionen, wobei aber letztere wegen des großen Wirkungsquerschnitts nach [11] schnell reagieren. Der Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion, der nach GIESE (66) bei einer Ionenenergie $< 0{,}5$ eV etwa $8 \cdot 10^{-15}$ cm^2 beträgt, ist stark energieabhängig; bei einer Ionenenergie von 10 eV beträgt er nur noch 10^{-16} cm^2. Es ist schwierig, den zeitlichen Ablauf des Prozesses [11] in der Entladung abzuschätzen, da über die Energieverteilung der H_2^+-Ionen unmittelbar nach ihrer Erzeugung nichts bekannt ist.

Die Stoßfrequenz $\nu_{stoß}$ ist gegeben durch

[13] $$\nu_{stoß} = \sigma(E) \cdot n(H_2) \cdot v(H_2^+) \qquad (63)$$

Da σ etwa exponentiell mit der Ionenenergie abnimmt, werden die Stoßzeiten

[14] $$T_{stoß} = (\nu_{stoß})^{-1}$$

hauptsächlich durch den energieabhängigen Wirkungsquerschnitt bestimmt.
Wir nehmen an, daß die mittlere Energie der gebildeten H_2^+-Ionen in der Nähe des Glimmsaums am größten ist und in Richtung Anode abnimmt. Infolgedessen sind auch die mittleren Stoßzeiten am Glimmsaum größer als vor der Anode. Dies entspricht unseren Messungen bei 0,16 und 0,10 Torr (siehe Tab. 4, Seite 31). Die Stoßzeiten für H_2^+-Ionen ($E_{kin.} < 0{,}5$ eV) betragen

bei p = 0,24 Torr	$T_{stoß} \sim 90$ nsec
bei p = 0,16 Torr	$T_{stoß} \sim 130$ nsec
bei p = 0,10 Torr	$T_{stoß} \sim 260$ nsec

Die H_β-Emission müßte also - gegenüber der Emission vor der Kathode - mindestens um diese Zeiten verzögert sein.

Nur bei 0,16 Torr ergibt sich eine Übereinstimmung mit unseren Meßwerten.

Bei 0,10 Torr muß aufgrund der hohen Entladungsspannung ($U_E + U_p \sim 2{,}7$ kV) eine zusätzliche Anregung durch elastisch (an der Anode) reflektierte Elektronen (64) berücksichtigt werden. Da sich das vor der Anode gemessene Zeitverhalten fast nicht mehr von dem der H_β-Emission vor der Kathode

unterscheidet, kann man hauptsächlich auf Elektronenanregung schließen.

Bei 0,24 Torr sind für H_β die gemessenen Anstiegszeiten am Glimmsaum kleiner als in Anodennähe. Ein Grund dafür könnte u.a. die Veränderung der Plasmadichteverteilung bei der Impulsüberlagerung sein.
Der Plasmadichteverlauf längs der Entladungsachse (in Fig. 5 für höhere Drucke skizziert) läßt sich durch

$$[15] \qquad n(x) = n_{max} \cdot e^{-\beta(U_E) \cdot x}$$

beschreiben. (Der Abklingkoeffizient ß wird mit steigender Entladungsspannung kleiner; deshalb flachen die Plasmadichteverläufe bei höheren Entladungsspannungen ab (52).)

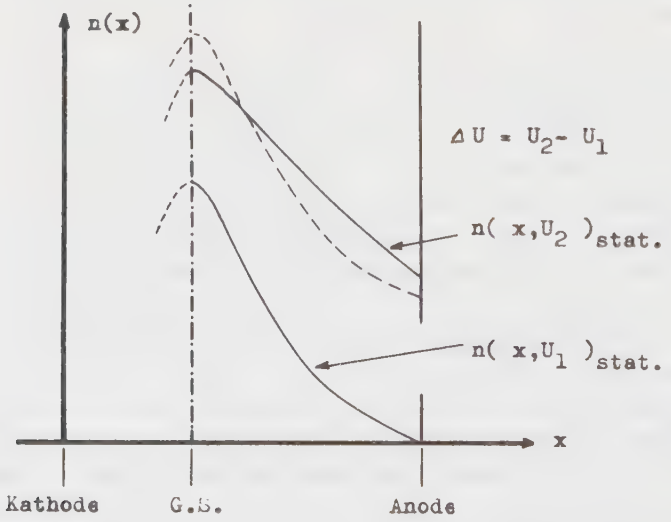


Fig. 5
(Eine bei Spannungserhöhung auftretende geringfügige Verschiebung des Glimmsaums in Richtung Kathode wurde in der Darstellung vernachlässigt.)

Bei einer Spannungserhöhung ΔU nimmt die relative, stationäre Dichteerhöhung mit wachsendem Abstand vom Glimmsaum zu.
In der zur Einstellung der Fallraumvorgänge erforderlichen Zeit (250 nsec) kann sich der stromführende Querschnitt nicht wesentlich aufweiten; es tritt zunächst eine längs der Achse ortsunabhängige Dichteerhöhung ein (in Fig. 5 gestrichelt gezeichnet). Am Glimmsaum übertrifft die Plasmadichteerhöhung den neuen stationären Wert $n(x, U_2)_{stat.}$; jedoch besteht in den weiter entfernten Gebieten - abhängig von der relativen Spannungserhöhung - ein Dichtedefizit.
In Abb. 42 ist - für verschiedene Entladungen (p = 0,24 Torr, U_p = 500 V) - der Quotient Q

$$[14] \quad Q := \frac{\Delta I_M^{dyn.}(U_p)\Big|_{max}}{I_M(U_E + U_p)_{stat.} - I_M(U_E)_{stat.}}$$

als Funktion des Ortes angetragen. Man sieht, daß die beobachtete dynamische Intensitätsüberhöhung für H_β mit wachsendem Abstand vom Glimmsaum und mit abnehmender relativer Spannungserhöhung kleiner wird.
Vor der Anode ist der Quotient Q (außer bei großen relativen Spannungserhöhungen, z.B. bei I_E = 4 mA, $\Delta U_E/U_E$ = 74%) noch < 1. Man kann vermuten, daß das gemessene Zeitverhalten am Glimmsaum und bei hohen Drucken durch dissoziative Rekombination beeinflußt wird.

Der Anregungsmechanismus für das Viellinienspektrum im Glimmlicht ist noch ungeklärt. Nach spektroskopischen Messungen an stationären Entladungen (Abb. 43) zeigen die

einzelnen Linien des Viellinienspektrums neben einem Emissionsmaximum vor der Kathode ein weiteres Maximum am optischen Glimmsaum. Letzteres übertrifft bei Entladungsdrucken $> 0{,}16$ Torr häufig das Kathodenmaximum.* Im untersuchten Druckbereich von 0,10 ... 0,24 Torr steigt die Intensität des Viellinienspektrums mit wachsendem Entladungsdruck (I_E = const.) an der Kathode und im Glimmlicht monoton an (Abb. 44). Das bereits bei stationären Entladungen unterschiedliche Verhalten des Balmer- und des Viellinienspektrums kann man nur mit verschiedenartigen Anregungsmechanismen deuten.

Die mit fallendem Druck beobachtete Zunahme der Einstellzeiten, die stationäre Helligkeitsverteilung in der Entladung und die dem (stationären) Entladungsstrom proportionale Intensitätszunahme lassen sich nur mit Ion - Neutralgaswechselwirkung erklären.

Bei 0,24 Torr messen wir für das Viellinienspektrum Einstellzeiten, die im Durchschnitt 250 nsec größer sind als die für H_β. Diese großen zeitlichen Unterschiede (sie entsprechen etwa der mittleren Stoßzeit der Neutralgasmoleküle) könnten auf sekundäre Ionenreaktionen zurückgeführt werden (z.B. könnten bei Elektronenstoß-Dissoziation von H_3^+ die entstehenden Ionen wieder mit Gasmolekülen reagieren; da die H_3^+-Ionendichte selbst zeitabhängig ist, wäre die beobachtete Verzögerung verständlich). Eine Erklärung für das gemessene ortsunabhängige zeitliche Verhalten der Emission läßt sich damit jedoch nicht geben.

---

* Der deutlich sichtbare Intensitätsanstieg am Glimmsaum wird durch das Viellinienspektrum verursacht.

7.2. Verhalten des dynamischen Entladungsstromverlaufs

Die Ergebnisse der Kurzzeituntersuchungen des dynamischen Entladungsstroms ($t < 5 \cdot 10^{-8}$ sec nach der Impulsüberlagerung) wurden bereits in (19) veröffentlicht.

Die Auswertung des Langzeitverhaltens (Tab. 2, Seiten 25 - 27) zeigt, daß während der Impulsdauer der neue stationäre Wert des Entladungsstroms meist nicht erreicht wird.
In (19) wurde vermutet, daß der "Langzeitanstieg" auf die Einstellung des Fallraums in den stationären Zustand erhöhter Stromdichte zurückgeführt werden kann. Dies läßt sich mit den optischen Messungen nicht bestätigen: der dynamische Entladungsstromverlauf wird durch die Ausgleichsvorgänge im Fallraum und im Glimmlicht bestimmt; die Glimmlichtvorgänge haben besonders bei höheren Drucken einen wesentlichen Einfluß. So läßt es sich erklären, daß bei gleicher relativer Stromerhöhung die Anstiegszeiten bei 0,24 Torr mit steigendem Entladungsstrom zunehmen (Abb. 15), bei 0,16 Torr dagegen abnehmen (Abb. 16). Eine quantitative, anteilsmäßige Trennung der einzelnen Beiträge (Fallraum - Glimmlicht) ist bei unserer Impulslänge noch nicht möglich und dürfte wegen der von Ort zu Ort verschiedenen Zeitkonstanten der Ausgleichsvorgänge schwierig sein.

Die Anstiegszeiten des Entladungsstroms liegen erheblich über denen, die aus dem Exponentialanteil der Intensitätskurven (H_β) ermittelt wurden; auch bei höheren Drucken ist dem Exponentialverlauf im Glimmlicht ein annähernd linearer Verlauf additiv überlagert. Wir vermuten, daß eine Untersuchung dieses Anteils - die sich wegen der Impulslänge noch nicht durchführen ließ - die Unterschiede im Zeitverhalten erklären kann.

8. OFFENE PROBLEME UND WEITERE UNTERSUCHUNGSMÖGLICHKEITEN

Die hier beschriebenen Messungen sind ein erster Versuch, spektroskopische Methoden in Verbindung mit kurzzeitphysikalischen Hilfsmitteln zur Untersuchung dynamischer Vorgänge in Glimmentladungen einzusetzen.

Mit dem angewandten Impulsverfahren kann man das zeitliche Verhalten der Ausgleichsprozesse, die nach einer Störung des Entladungsgleichgewichts ablaufen, erfassen. Durch Steigerung der Meßgenauigkeit und Meßempfindlichkeit läßt sich die zur Untersuchung notwendige Störung des Gleichgewichtszustandes verkleinern. Somit kann man die Ergebnisse besser auf die stationäre Entladung übertragen.

Wichtig erscheint uns zunächst eine wesentliche Verlängerung der Impulsdauer ($t \sim 10\,\mu$ sec); mit der bisher benutzten Impulslänge und bei niedrigen Drucken wird die neue Gleichgewichtseinstellung noch nicht erreicht.

Quantitative Aussagen sind nur bei einer Absolutmessung der Intensitäten möglich; wegen der geringen Helligkeit der Entladungsgebiete muß man die Anodenstromimpulse des Multipliers zählen. Deshalb ist die Verwendung eines Vielkanalanalysators - der bisher nicht zur Verfügung stand - unumgänglich. Auch der statistische Fehler der Messungen läßt sich durch große Impulszahlen wesentlich verringern und damit die Orts- und Zeitauflösung weiter verbessern.

Zur Überprüfung unserer Vorstellungen über das Zeitverhalten der Emission im Glimmlicht ist eine Untersuchung in

radialer Richtung wichtig.
Erst die Kenntnis der Dichte von Atom- und Molekülionen als Funktion der Entladungsparameter - eine massenspektroskopische Untersuchung wird von WUNDERER vorbereitet - ermöglicht eine quantitative Analyse des Zeitverhaltens der optischen Anregungsvorgänge. Wir erwarten dann genauere Aussagen über die Reaktionskinetik der Ladungsträger und über deren Einfluß auf die Gleichgewichtseinstellung der Entladung.

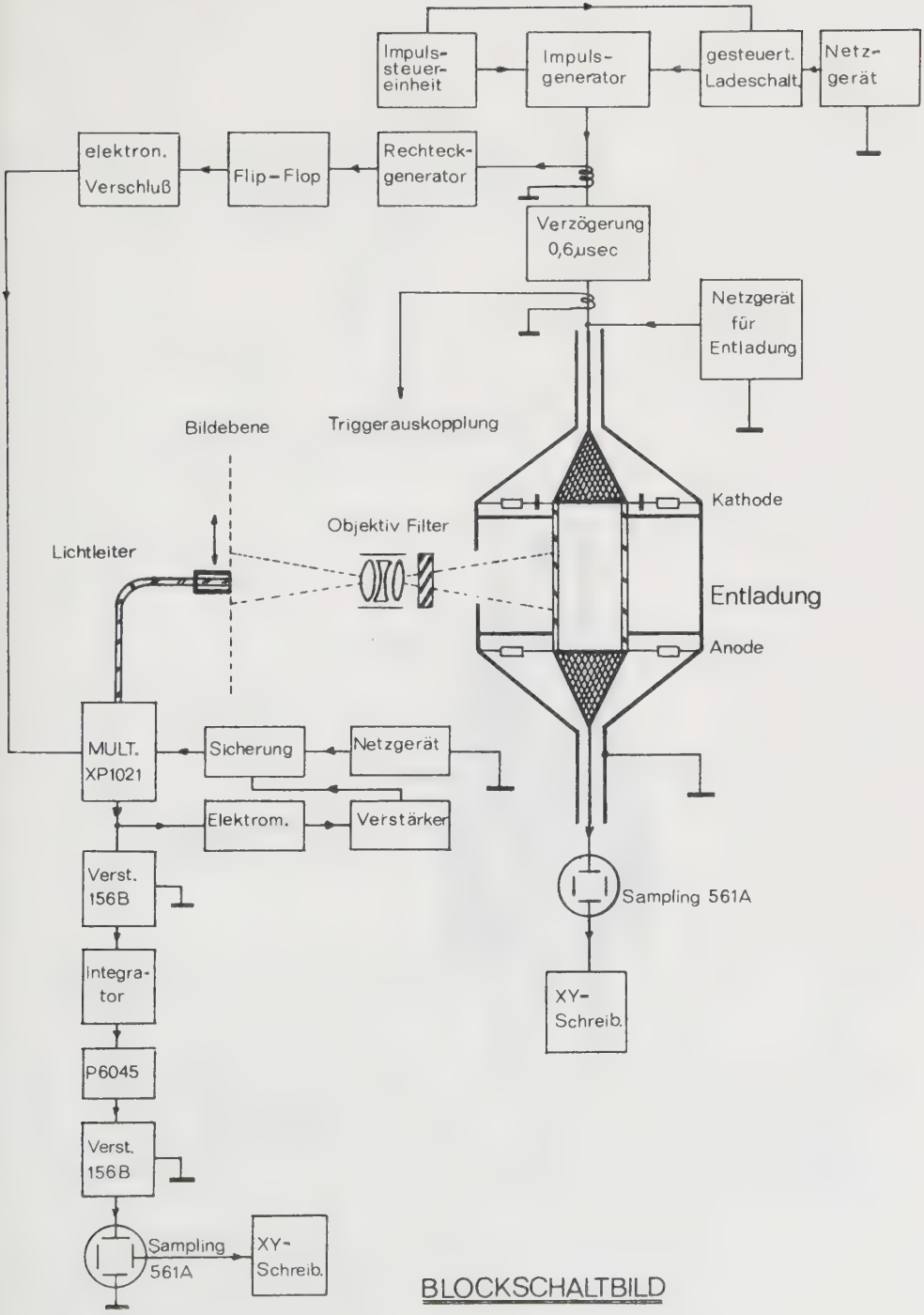
9. LITERATUR

(1) G. Francis, Handbuch der Physik XXII Berlin (1956)
(2) E. Hantzsche, Beitr. Plasmaphys. 1 (1960) 179, 203
(3) E. Hantzsche, Beitr. Plasmaphys. 4 (1964) 165
(4) W. Weizel, Lehrbuch der theor. Phys. II (1958)
(5) G. Franck, Dissertation Universität München (1967)
(6) B. Wunderer, Diplomarbeit Universität München (1968)
(7) A. Heisen, Habilitation Universität München (1969)
(8) H. Renner, Dissertation Universität München (1969)
(9) Ch. Yeh, J. Appl. Phys. 27 (1956) 98
(10) G. Ashman, J. Appl. Phys. 29 (1958) 1768
(11) G. Ashman, Int. Conf. Phen. Ion. Gases, Uppsala (1959) 309
(12) F. Benson, Proc. I.E.E. C 106 (1959) 82
(13) F. Benson, Proc. I.E.E. B 107 (1960) 199
(14) K.G. Müller, Z. Phys. 164 (1961) 40
(15) P. Heyderhoff, Z. Phys. 175 (1963) 139
(16) M. Nahemow, J. Appl. Phys. 34 (1963) 2988
(17) M. Nahemow, Phys. Rev. (2) A 137 (1965) 56
(18) W. Frank, Diplomarbeit Universität München (1967)
(19) A. Heisen, W. Frank, Z. Phys. 215 (1968) 213
(20) A. Heisen, Z. Phys. 225 (1969) 39
(21) R. S. Harp, F.W. Crawford, J. Appl. Phys. 35 (1964) 3436
(22) G. Peter, Z. Naturf. 22a (1967) 872
(23) F. Schneider, Ann. Phys. 18 (1956) 307
(24) I.A.D. Lewis, F.H. Wells, Millimicrosecond Pulse Techniques, Pergamon Press New York
(25) Clare Mercury Wetted Contact Relays Design Manual 201 B
(26) Potter and Brumfield Mercury Wetted Contact Relays
(27) Meinke-Gundlach, Taschenbuch der Hochfrequenztechnik, Springer-Verlag Berlin (1962)

(28) E. Hantzsche, L.W. Wieczorek, Beitr. Plasmaphys. 5 (1965) 425
(29) V.A. Ankudinov, S.V. Bobashev, Sov. Phys. IETP 21 (1965) 26
(30) R.H. Hughes, H.R. Dawson, B.M. Doughty, J. Opt. Soc. Am. 56 (1966) 830
(31) A.S. Goodman, D.J. Donahue, Phys. Rev. 141 (1966) 1
(32) R. McCarroll, Proc. Phys. Soc. A 70 (1957) 460
(33) H.S.W. Massey, E.H.S. Burhop, Electronic and Ionic Impact Phenomena (1952)
(34) R. Wade, L. Fite, R.T. Brackmann, Phys. Rev. 112 (1958) 1151
(35) B. v.Zyl, D. Jaecks, D. Pretzer, R. Geballe, Phys. Rev. 158 (1967) 29
(36) W.D. Davis, T.A. Vanderslice, Phys. Rev. 131 (1963) 219
(37) H.S.W. Massey, E.H.S. Burhop, Electronic and Ionic Impact Phenomena I, II (1969)
(38) S.J.B. Corrigan, A. v.Engel, Proc. Roy. Soc. 245 (1958) 335
(39) de Groot, F.M. Pennig, Handbuch Phys. XXIII/1 (1963)
(40) G. Herzberg, Molecular Spectra 1 (1950)
(41) M. Saporoschenko, Phys. Rev. A 139 (1965) 349
(42) W.S. Barnes, D.W. Martin, Phys. Rev. Lett. 6 (1961) 110
(43) P.H. Dawson, A.W. Tickner, J. Chem. Phys. 37 (1962) 672
(44) P.F. Knewstubb, A.W. Tickner, H. Chem. Phys. 36 (1962) 674
(45) R. Roscoe, Phil. Mag. 31 (1941) 349
(46) S.P. Khare, Phys. Rev. 149 (1966) 33
(47) S.P. Khare, Phys. Rev. 152 (1966) 74
(48) S.P. Khare, Phys. Rev. 157 (1967) 107
(49) E. Hantzsche, L.W. Wieczorek, Int. Conf. Ion. Gases, Belgrad (1965) 339

(50) G.K. Müller, H.J. Fahr, Z. Phys. 200 (1967) 343
(51) G. Franck, Ann. Phys. 19 (1967) 323
(52) R. Held, Diplomarbeit Universität München (1971)
(53) E. Schlosser, Diplomarbeit Universität München (1969)
(54) P.F. Knewstubb, A.W. Tickner, J. Chem. Phys. 36 (1962) 684
(55) R.N. Varney, Phys. Rev. Lett. 5 (1960) 559
(56) D.P. Stevenson, D.O. Schissler, J. Chem. Phys. 29 (1958) 282
(57) E.W. McDaniel, D.W. Martin, W.S. Barnes, Rev. Sci. Instr. 33 (1962) 1
(58) H.S.W. Massey, Electronic and Ionic Impact Phenomena III (1971) 2034
(59) A.G. Harrison, A. Ivko, T.W. Shannon, Can. J. Chem. 44 (1966) 1351
(60) D.A. Vroom, F.J. de Heer, J. Chem. Phys. 50 (1969) 580
(61) D. Rapp, P. Englander-Golden, D.D. Briglia, J. Chem. Phys. 42 (1965) 4081
(62) G.H. Dunn, L.J. Kieffer, Phys. Rev. 132 (1963) 2109
(63) E.W. McDaniel, Collision Phenomena in Ionized Gases
(64) H. Wellenhofer, Dissertation Universität München (1966)
(65) R.A. Demirkhanow, V. Kursanow, N.F. Lazarew, V.M. Blagoveshenskii, Zhurn. Tekn. Fiziki 40 (1970) 1911
(66) C.F. Giese, W.B. Maier II, J. Chem. Phys. 39 (1963) 739

A B B I L D U N G E N



BLOCKSCHALTBILD

Abb. 1

KOAXIALE SCHALTERHALTERUNG

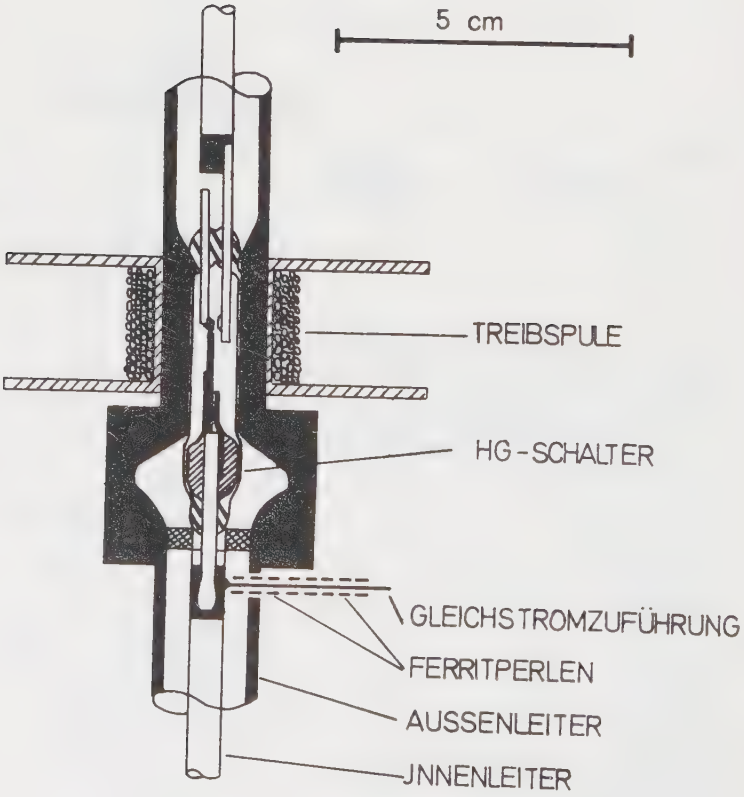


Abb. 2

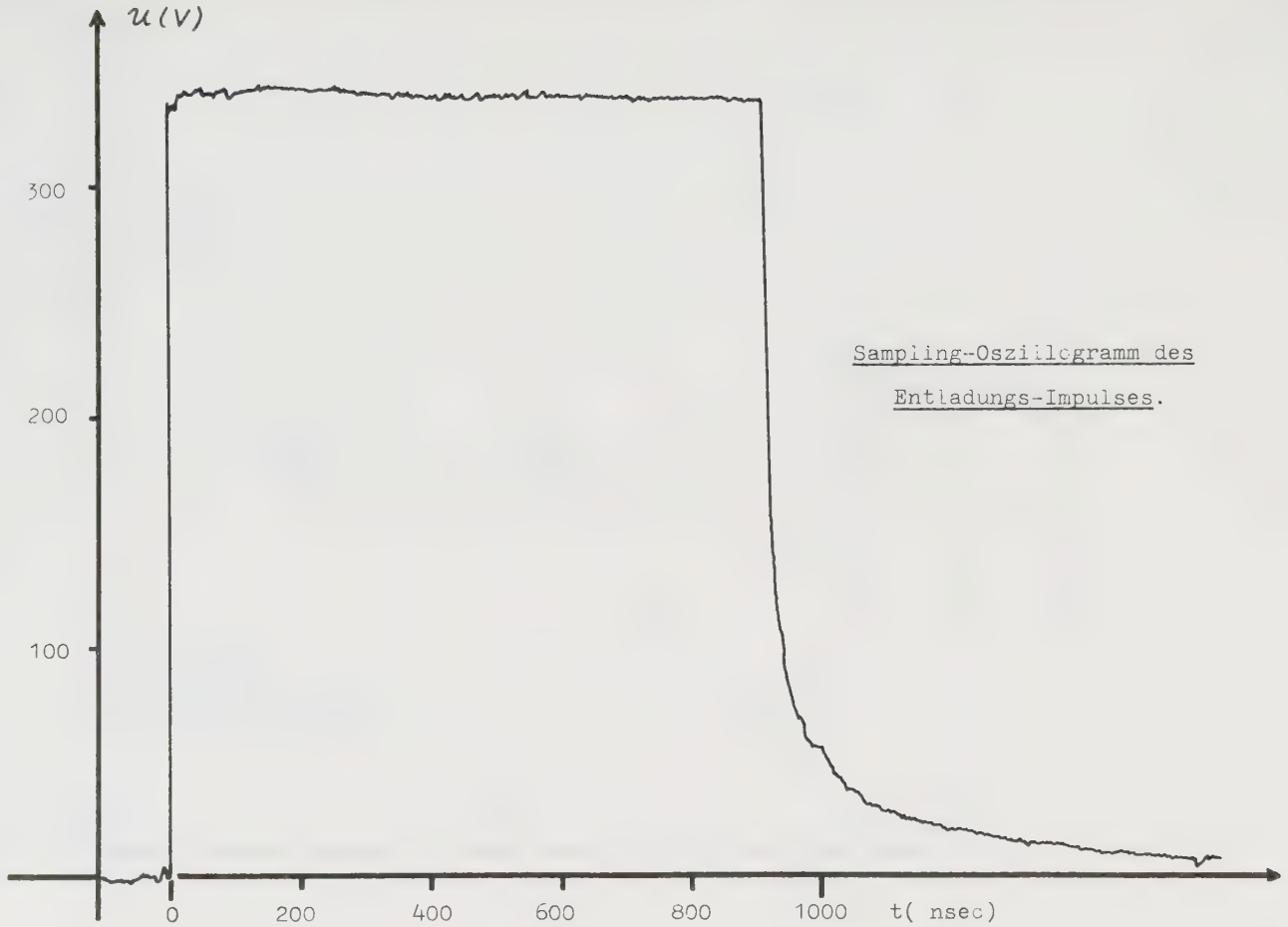


Abb. 3

Sampling-Oszillogramm des Entladungs-Impulses.

Anstieg des Entladungs-Impulses

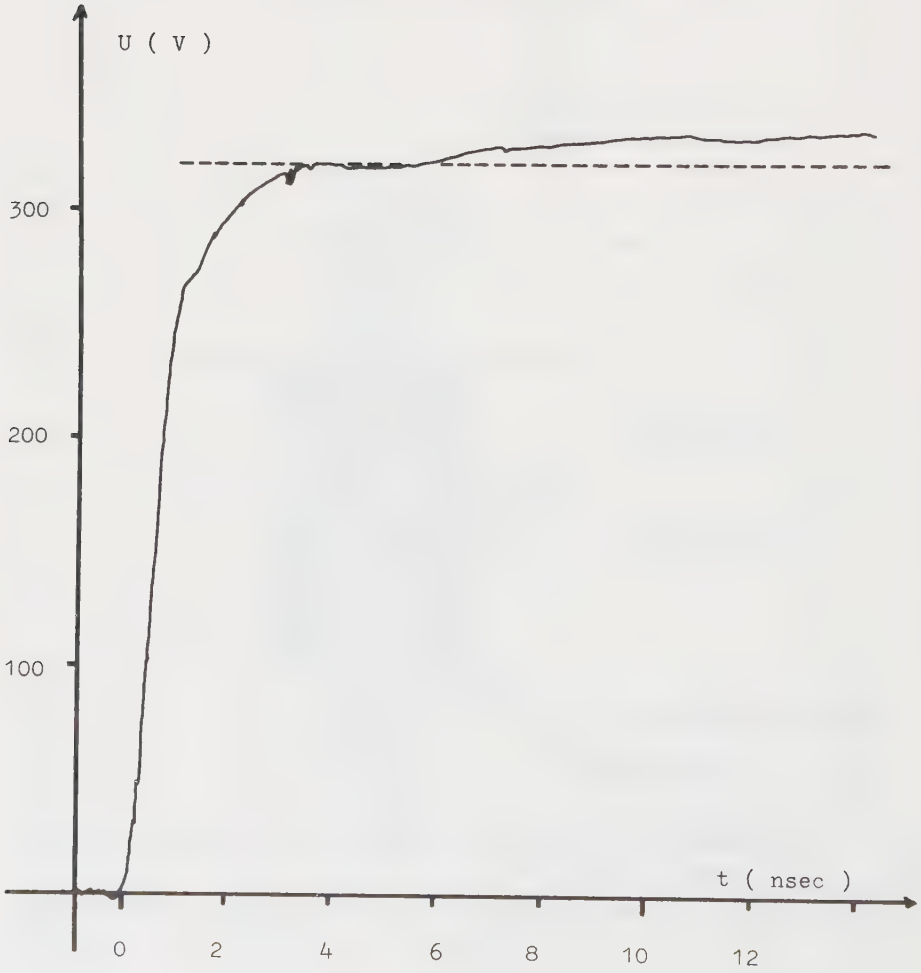


Abb. 4

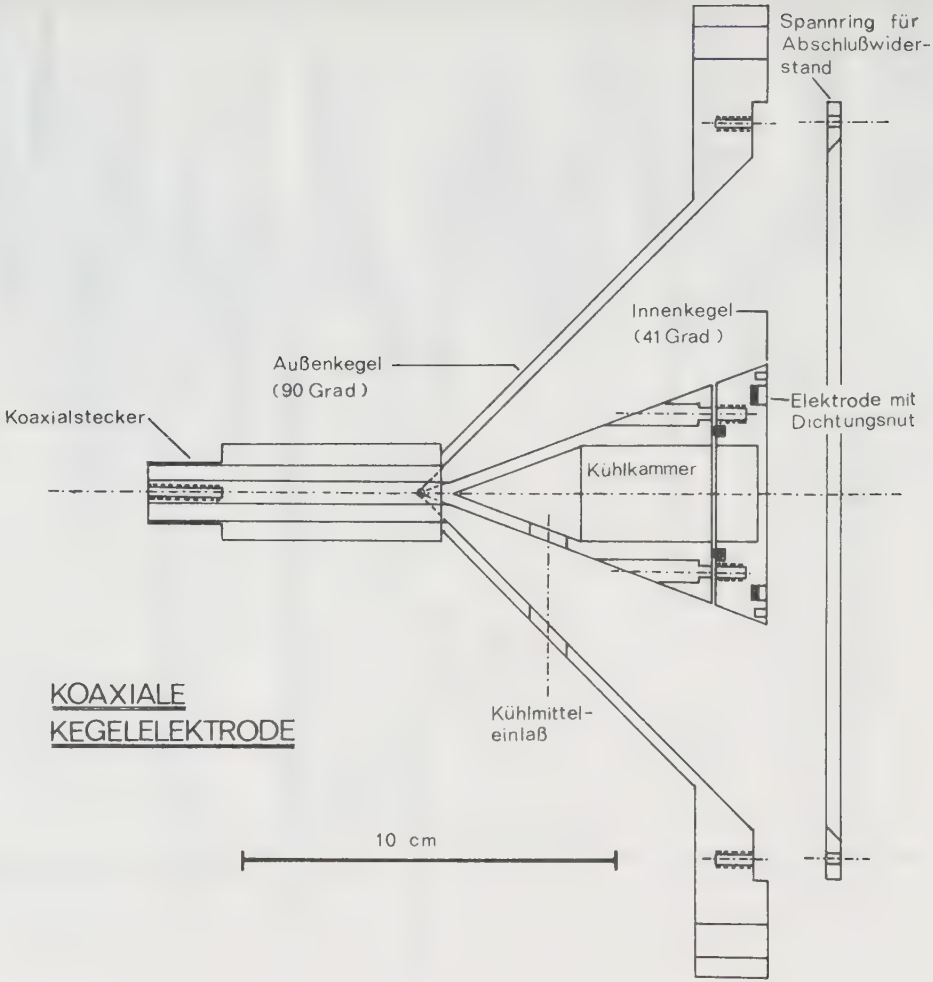

Spannring für
Abschlußwider-
stand
Innenkegel
(41 Grad)
Außenkegel
(90 Grad)
Koaxialstecker
Elektrode mit
Dichtungsnut
Kühlkammer
KOAXIALE
KEGELELEKTRODE
Kühlmittel-
einlaß
10 cm

Abb. 5

Abb. 6

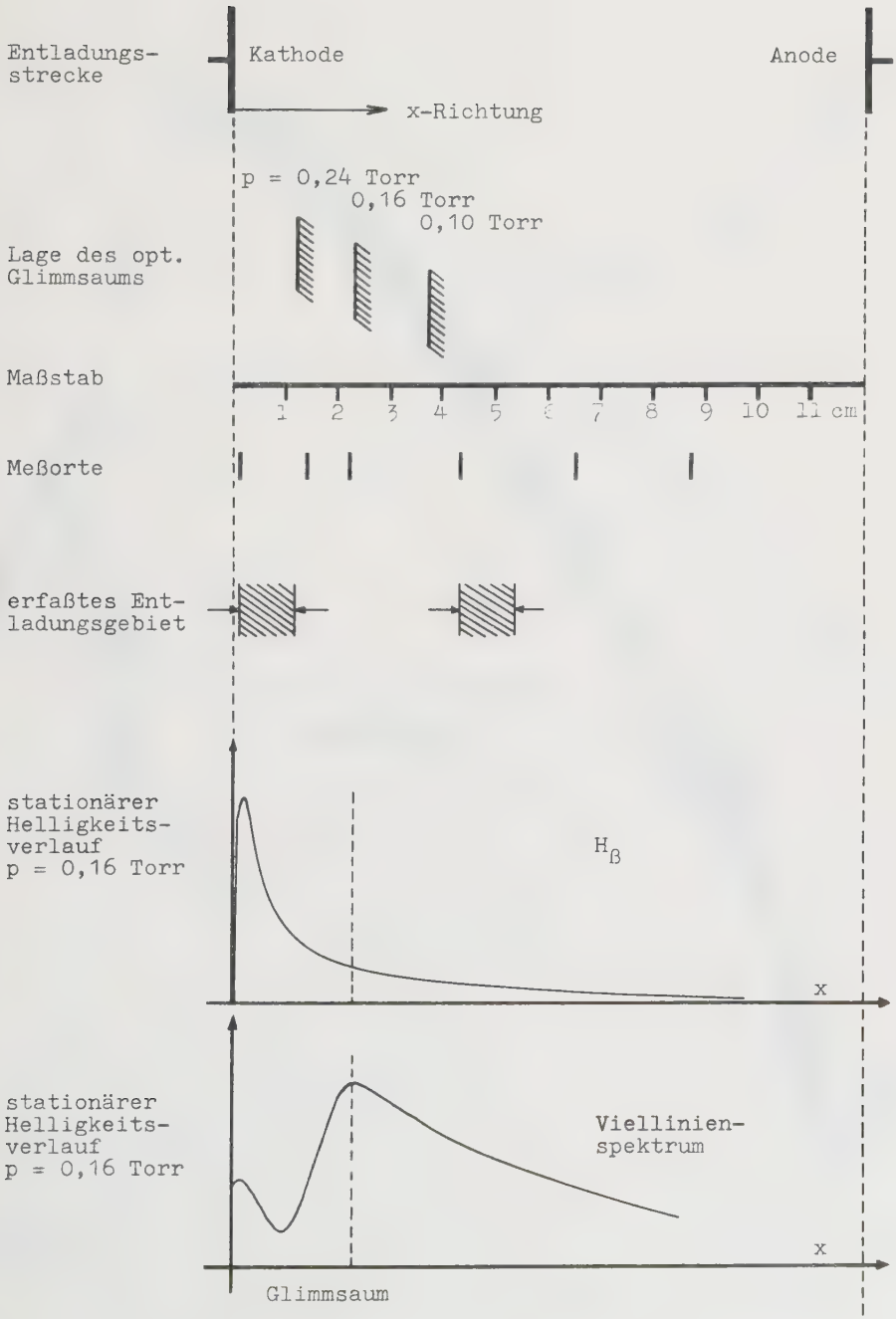

Entladungs-
strecke
Kathode
Anode
x-Richtung
p = 0,24 Torr
0,16 Torr
0,10 Torr
Lage des opt.
Glimmsaums
Maßstab
1 2 3 4 5 6 7 8 9 10 11 cm
Meßorte
erfaßtes Ent-
ladungsgebiet
stationärer
Helligkeits-
verlauf
p = 0,16 Torr
H_β
x
stationärer
Helligkeits-
verlauf
p = 0,16 Torr
Viellinien-
spektrum
x
Glimmsaum

Abb. 7

Verlauf des dynamischen Entladungsstroms

H_2 p = 0,16 Torr I_E = 4 mA

U_p = 1000 V

Abb. 8

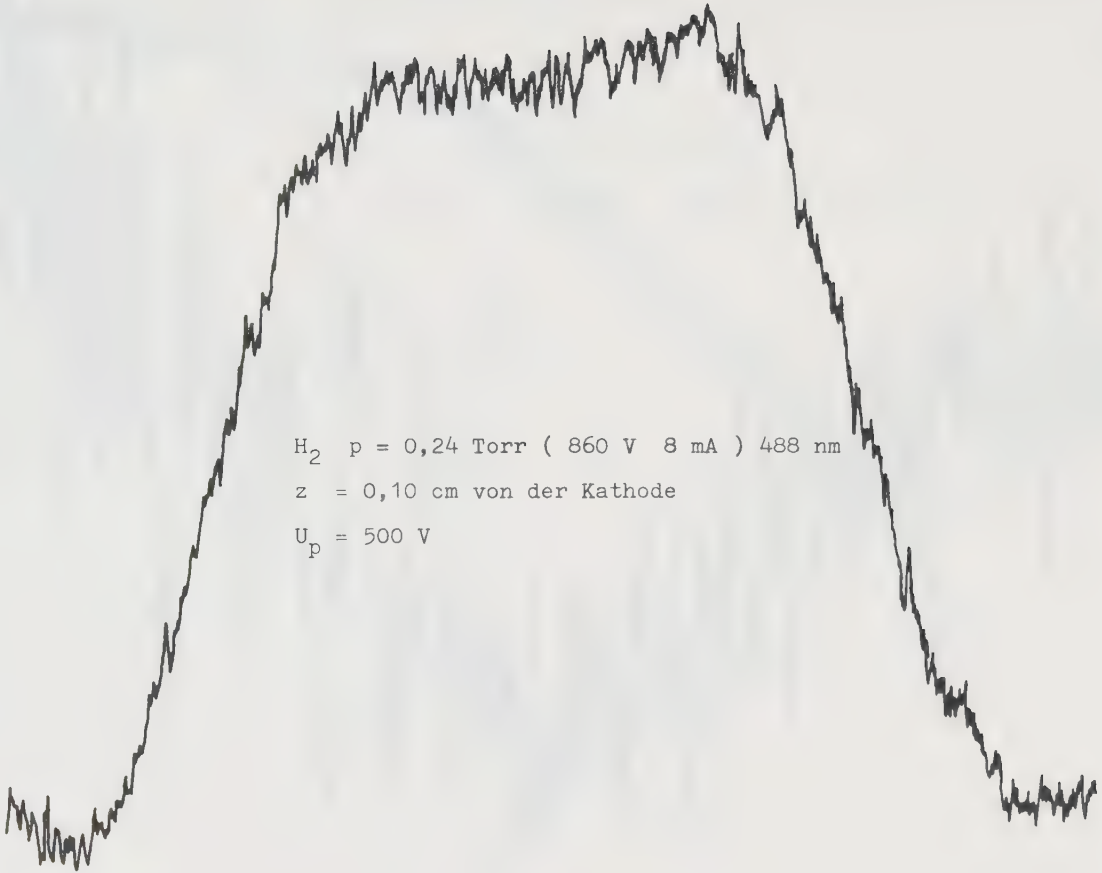


Abb. 9

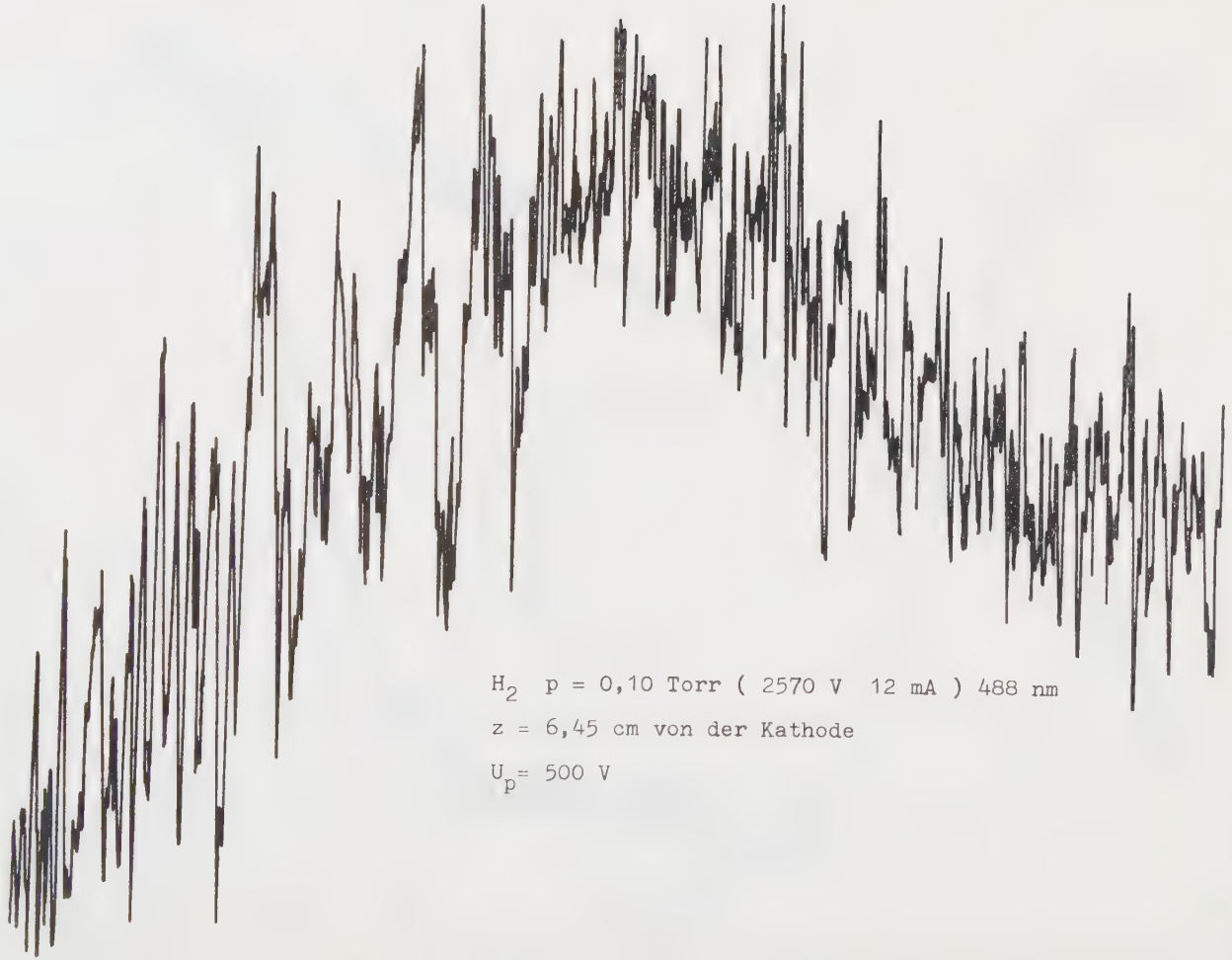
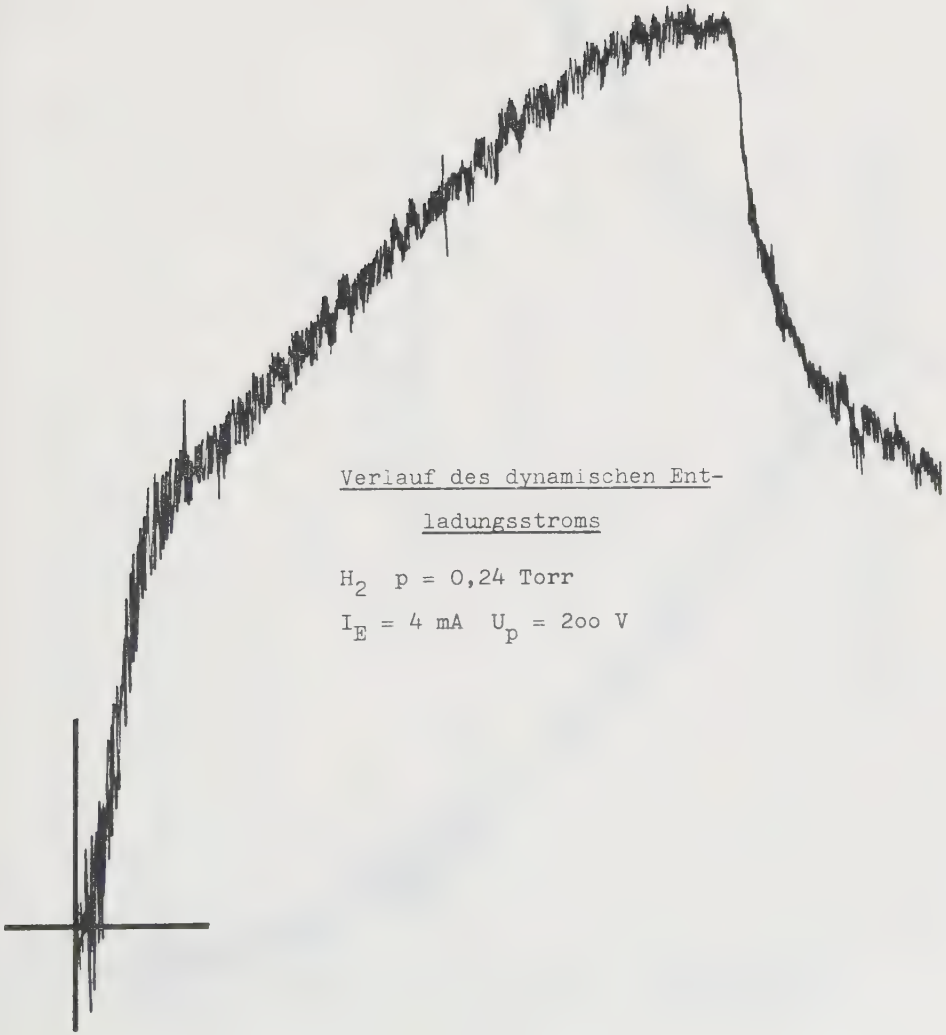


Abb. 10



Verlauf des dynamischen Entladungsstroms

H_2 p = 0,24 Torr

I_E = 4 mA U_p = 2oo V

Abb. 11

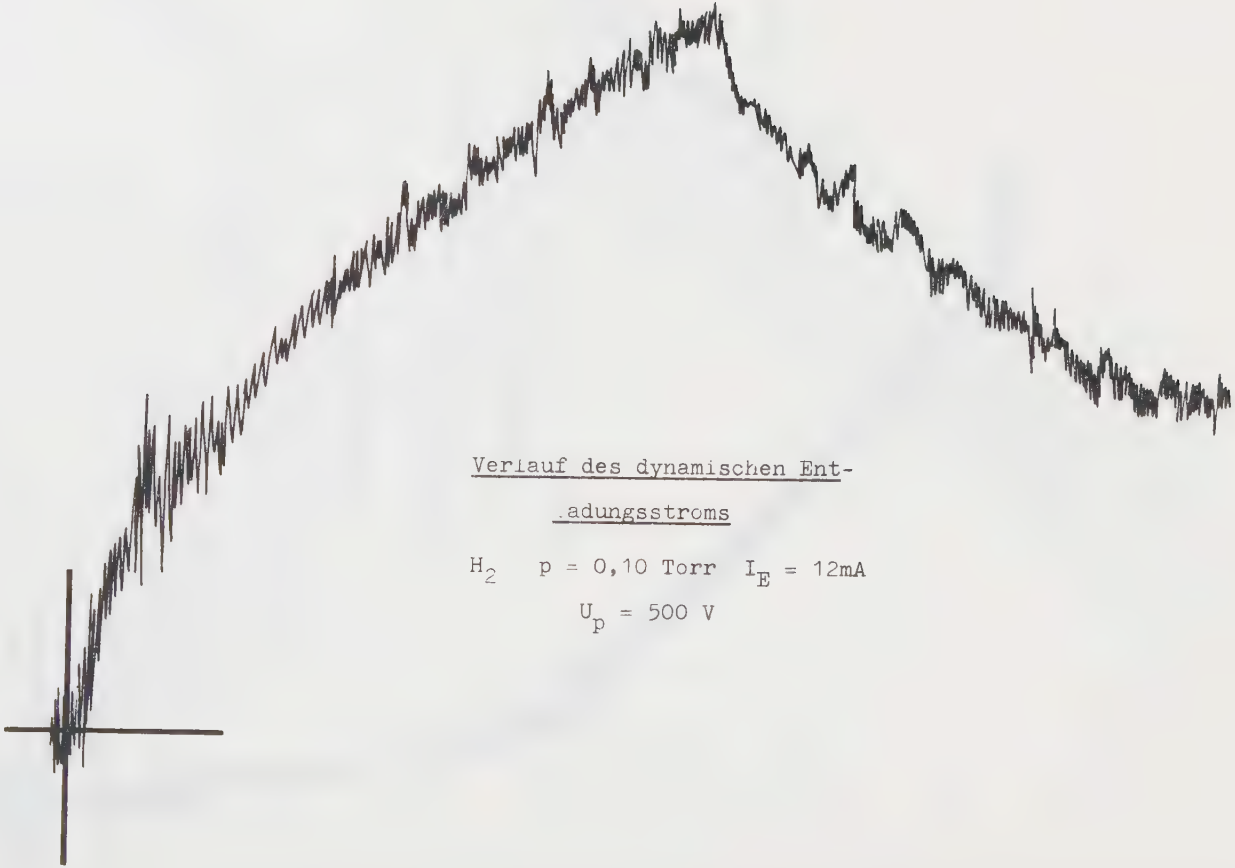


Abb. 12

Verlauf des dynamischen Entladungsstroms

H_2 p = 0,10 Torr I_E = 12mA

U_p = 500 V

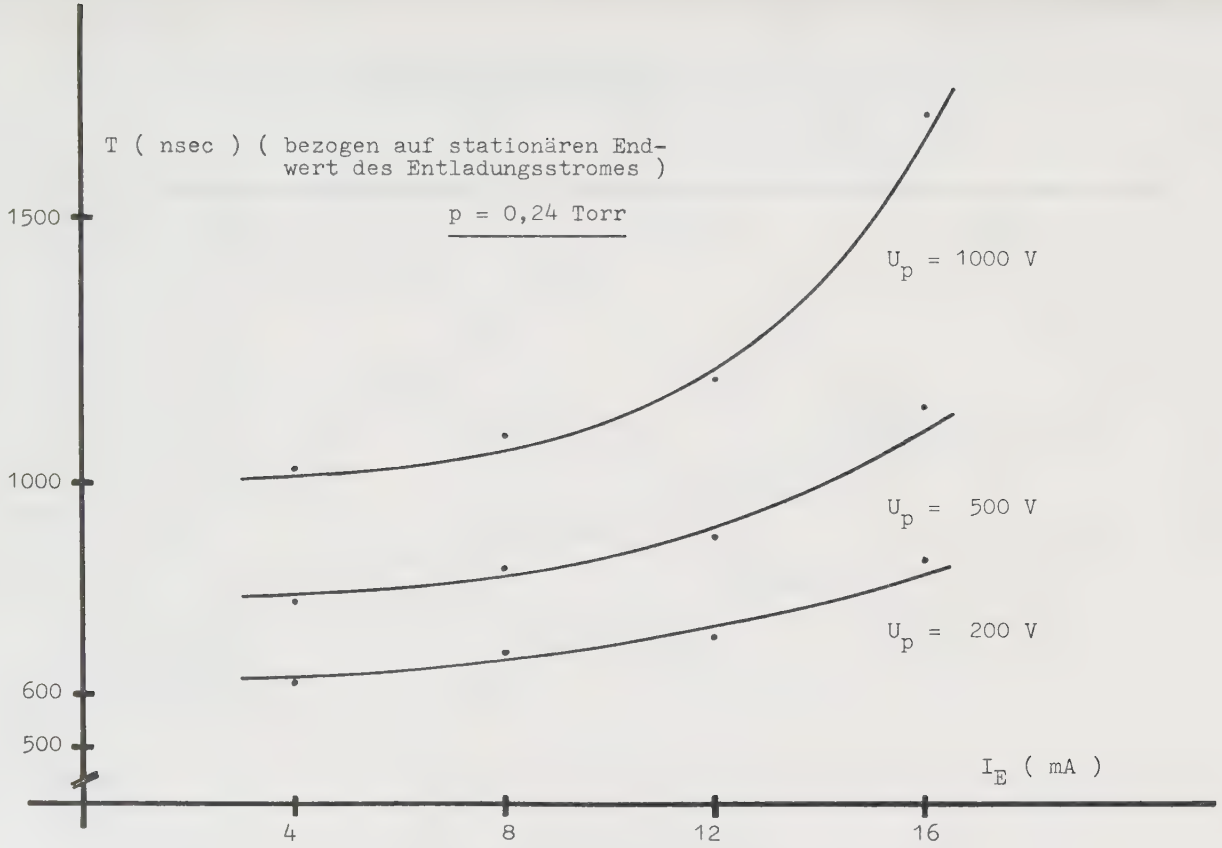
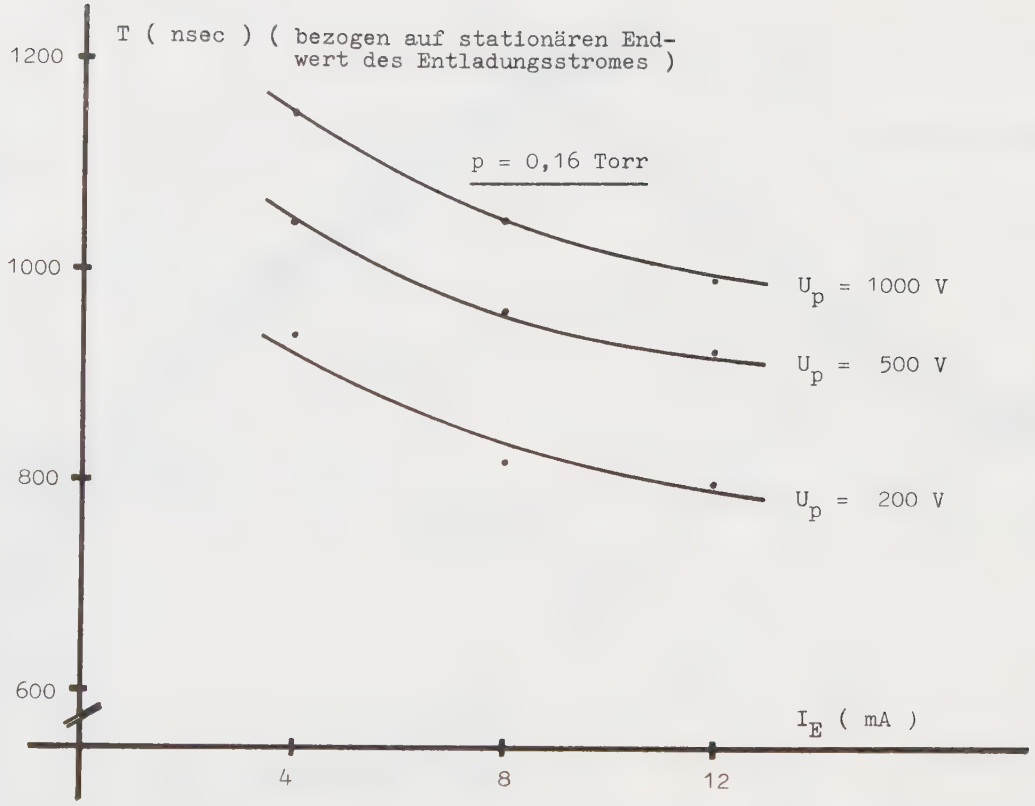


Abb. 13

ANSTIEGSZEIT DES DYNAMISCHEN ENTLADUNGSSTROMS



ANSTIEGSZEIT DES DYNAMISCHEN ENTLADUNGSSTROMS

Abb. 14

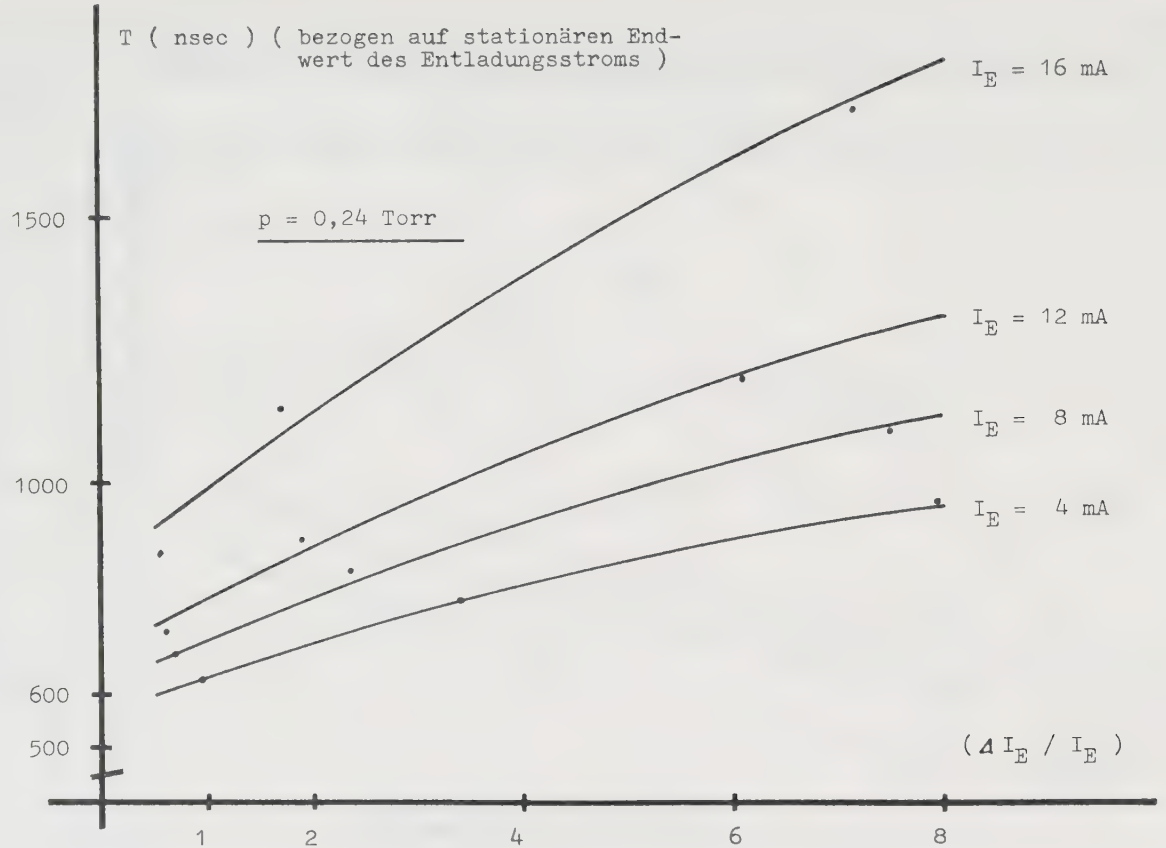


Abb. 15

ANSTIEGSZEIT DES DYNAMISCHEN ENTLADUNGSSTROMS ALS FUNKTION DER RELATIVEN STROMERHÖHUNG

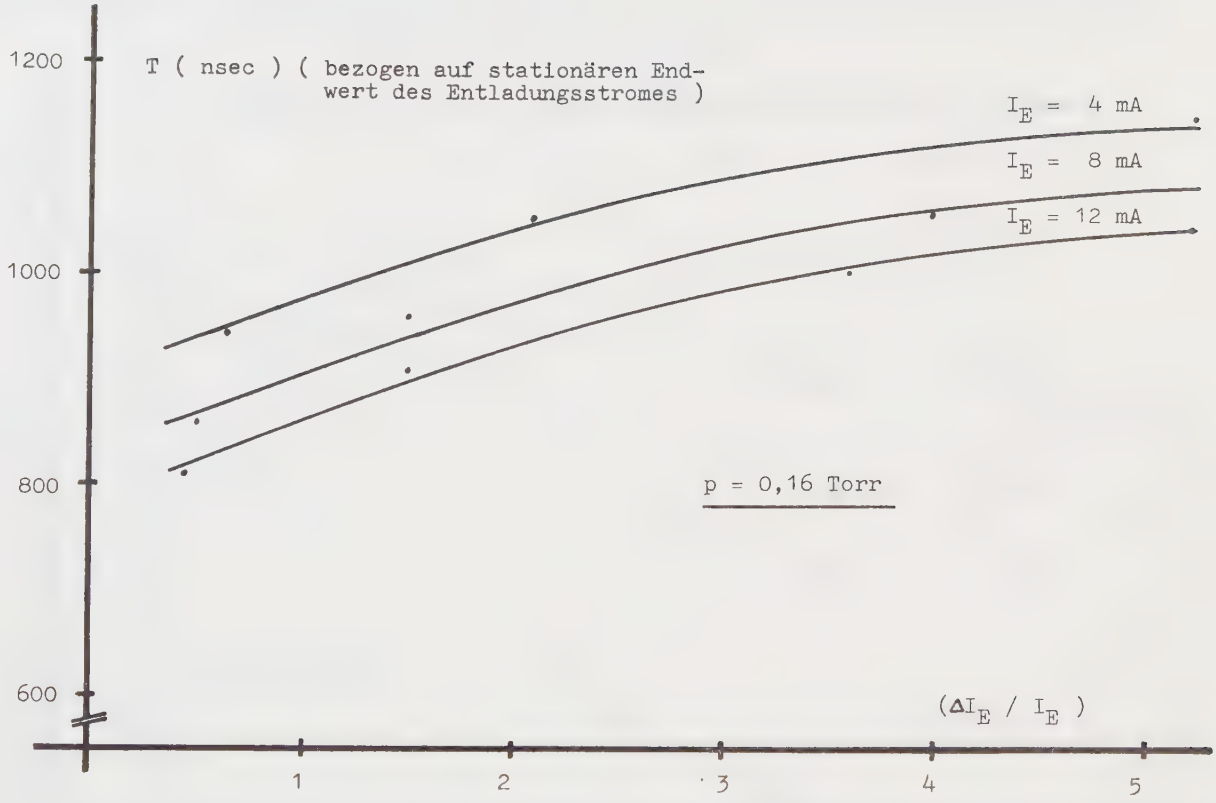


Abb. 16

ANSTIEGSZEIT DES DYNAMISCHEN ENTLADUNGSSTROMS ALS FUNKTION DER RELATIVEN STROMERHÖHUNG

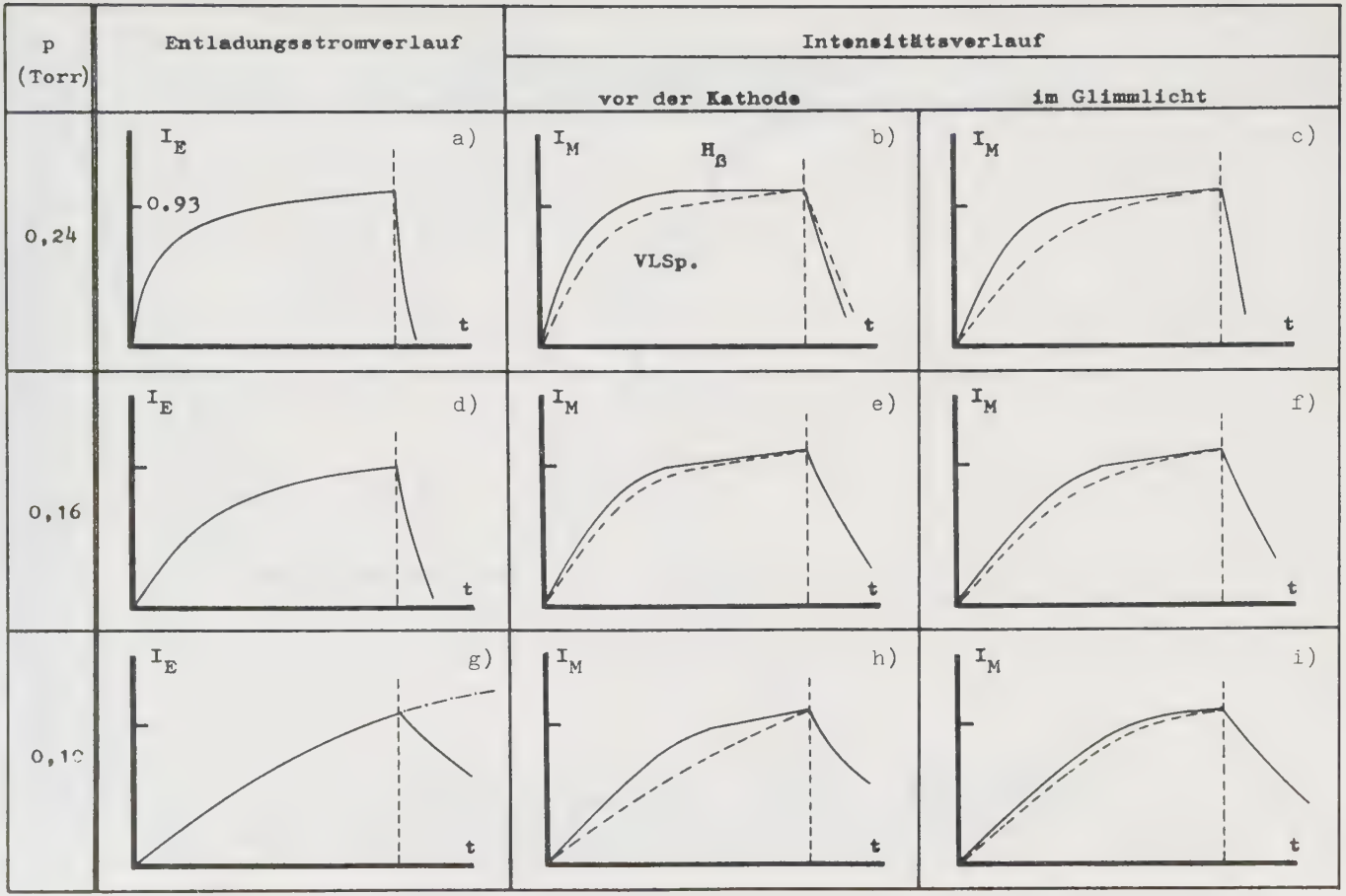

p (Torr)
Entladungsstromverlauf
Intensitätsverlauf
vor der Kathode
im Glimmlicht
0,24
0,16
0,10
I_E
I_M
a)
b)
c)
d)
e)
f)
g)
h)
i)
0.93
H_β
VLSp.
t

Abb. 17

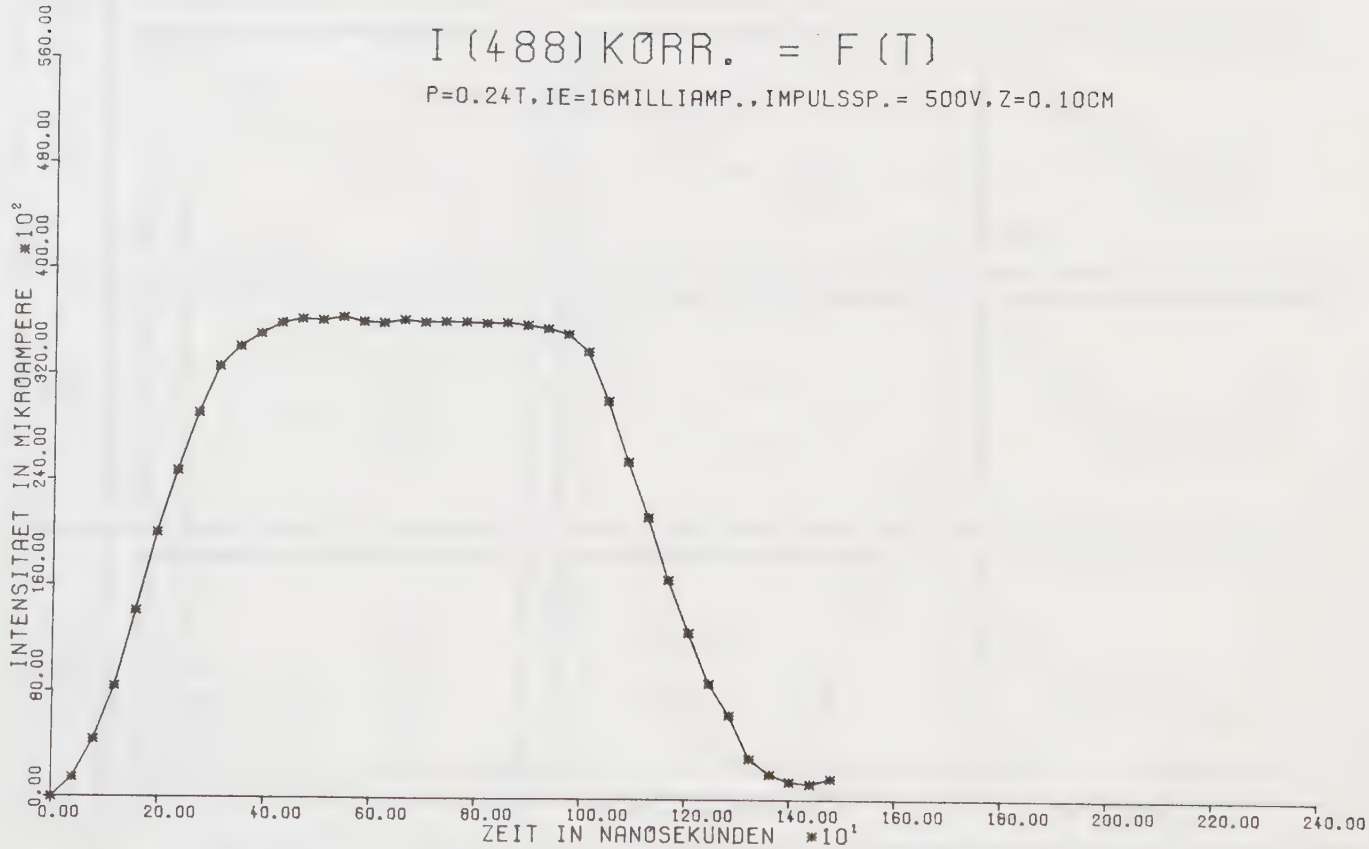

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.24T, IE=16MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10²
0.00
80.00
160.00
240.00
320.00
400.00
480.00
560.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 18

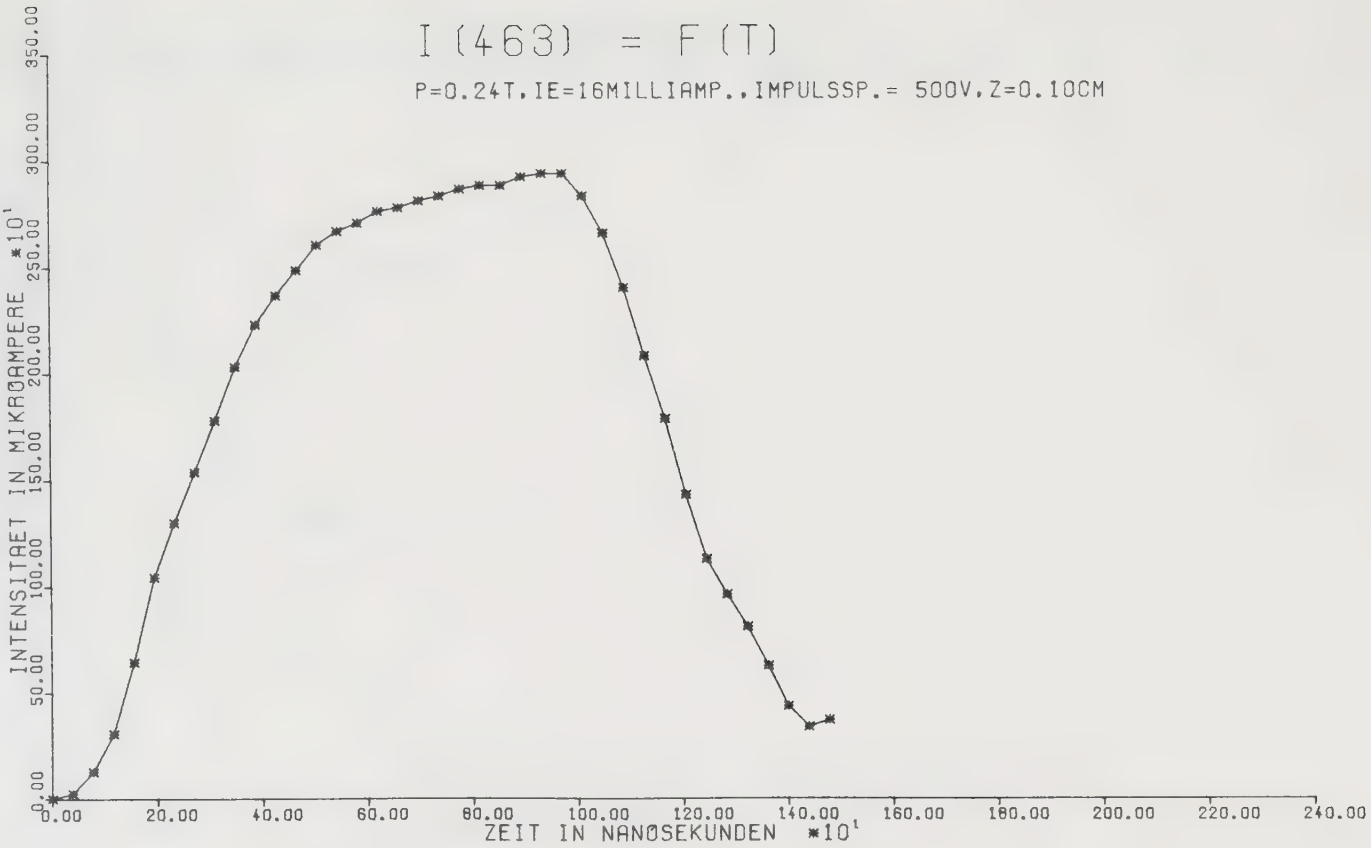
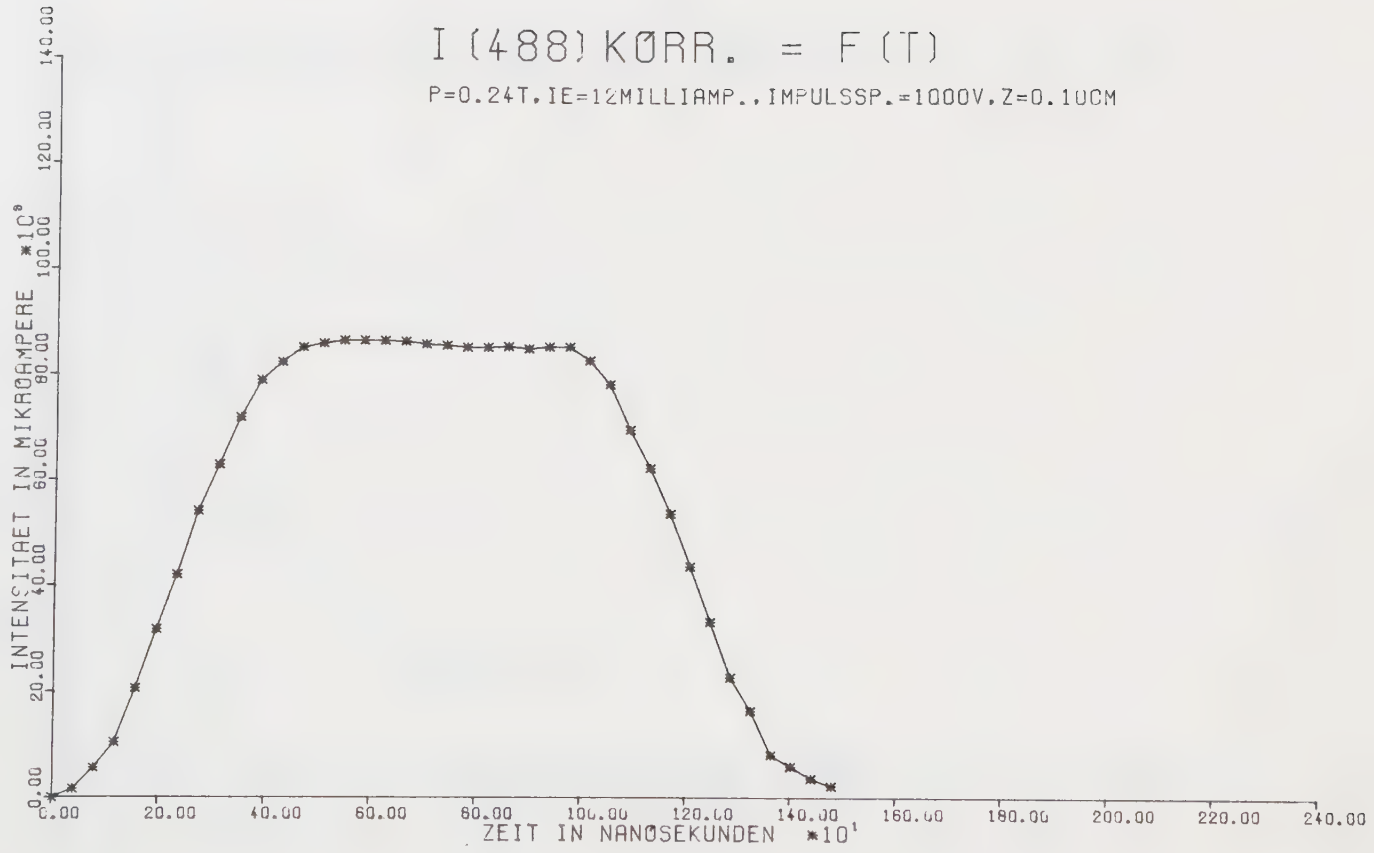

I (463) = F (T)
P=0.24T, IE=16MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
50.00
100.00
150.00
200.00
250.00
300.00
350.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 19


I (488) KØRR. = F (T)
P=0.24T, IE=12MILLIAMP., IMPULSSP.=1000V, Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10⁰
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

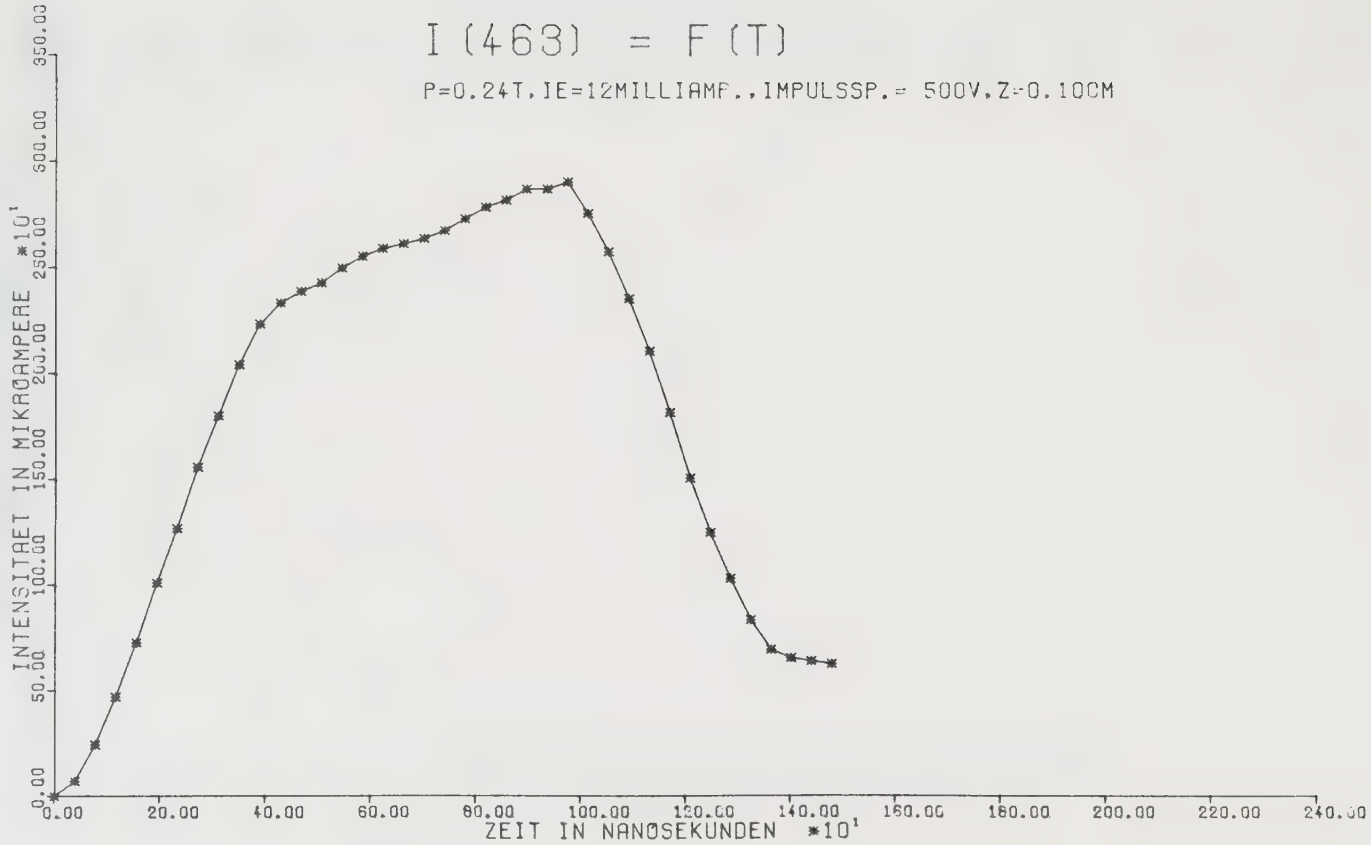

I (463) = F (T)
P=0.24T, IE=12MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=0.100M
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
50.00
100.00
150.00
200.00
250.00
300.00
350.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 21

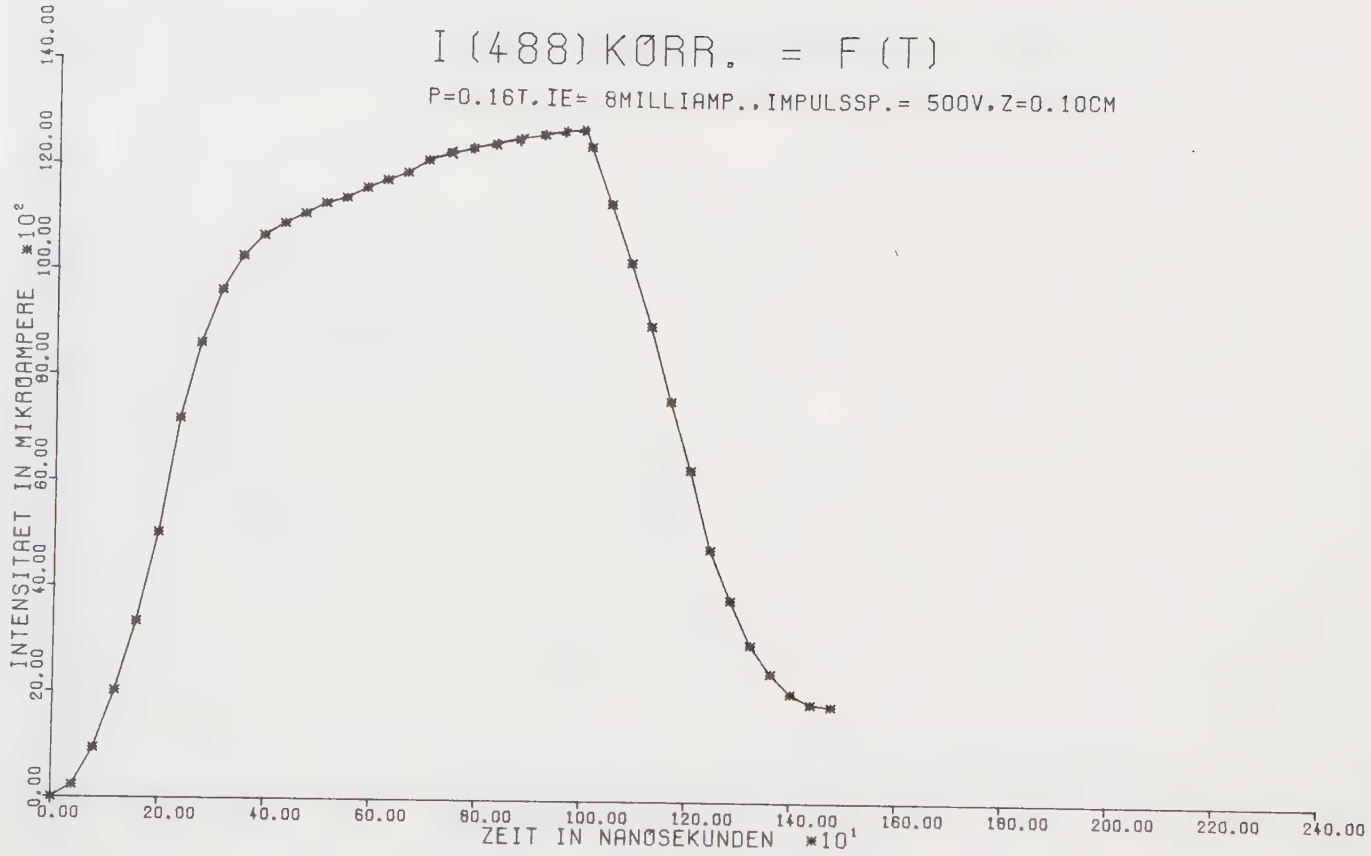

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.16T. IE= 8MILLIAMP.. IMPULSSP.= 500V. Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10²
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 22

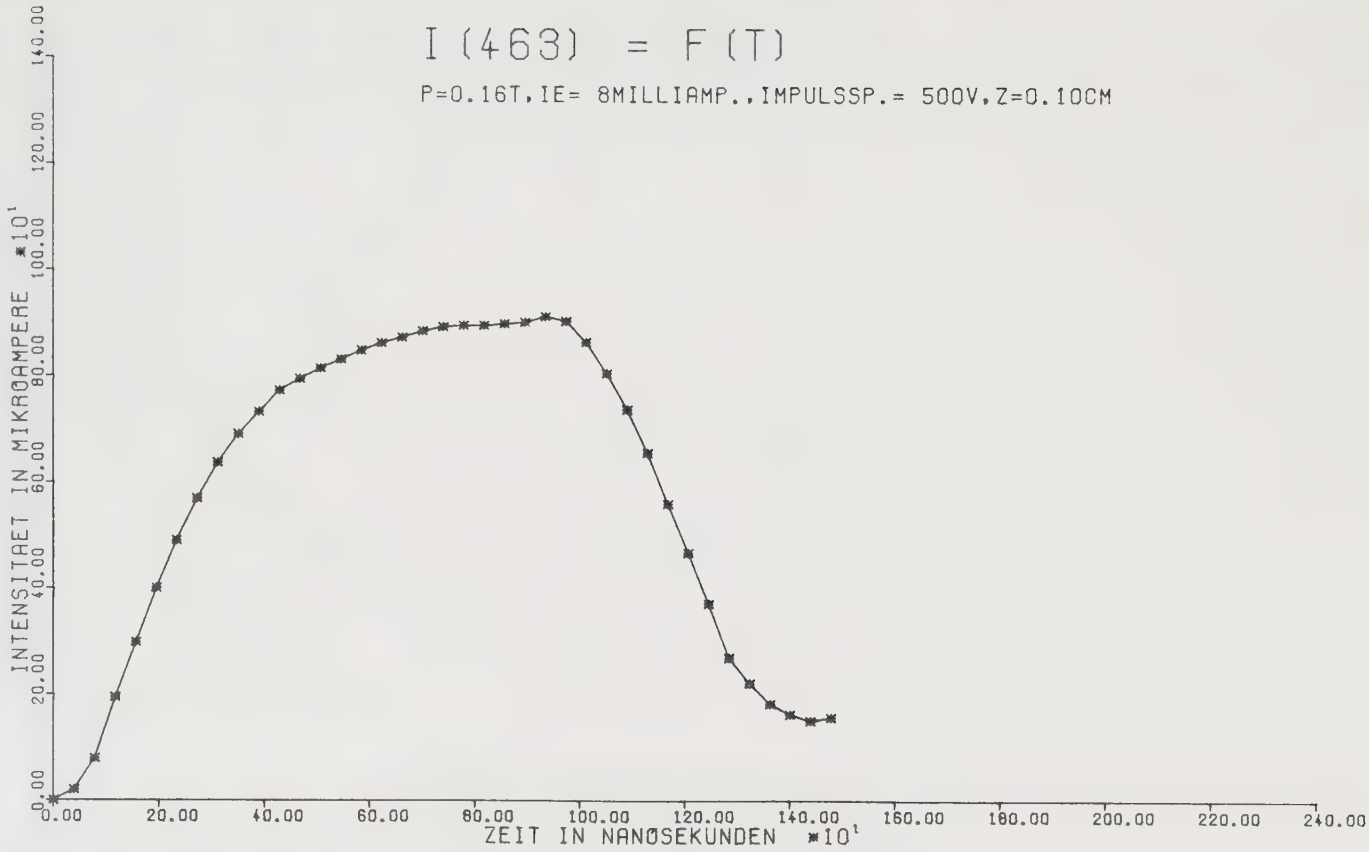

I (463) = F (T)
P=0.16T, IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00

Abb. 23

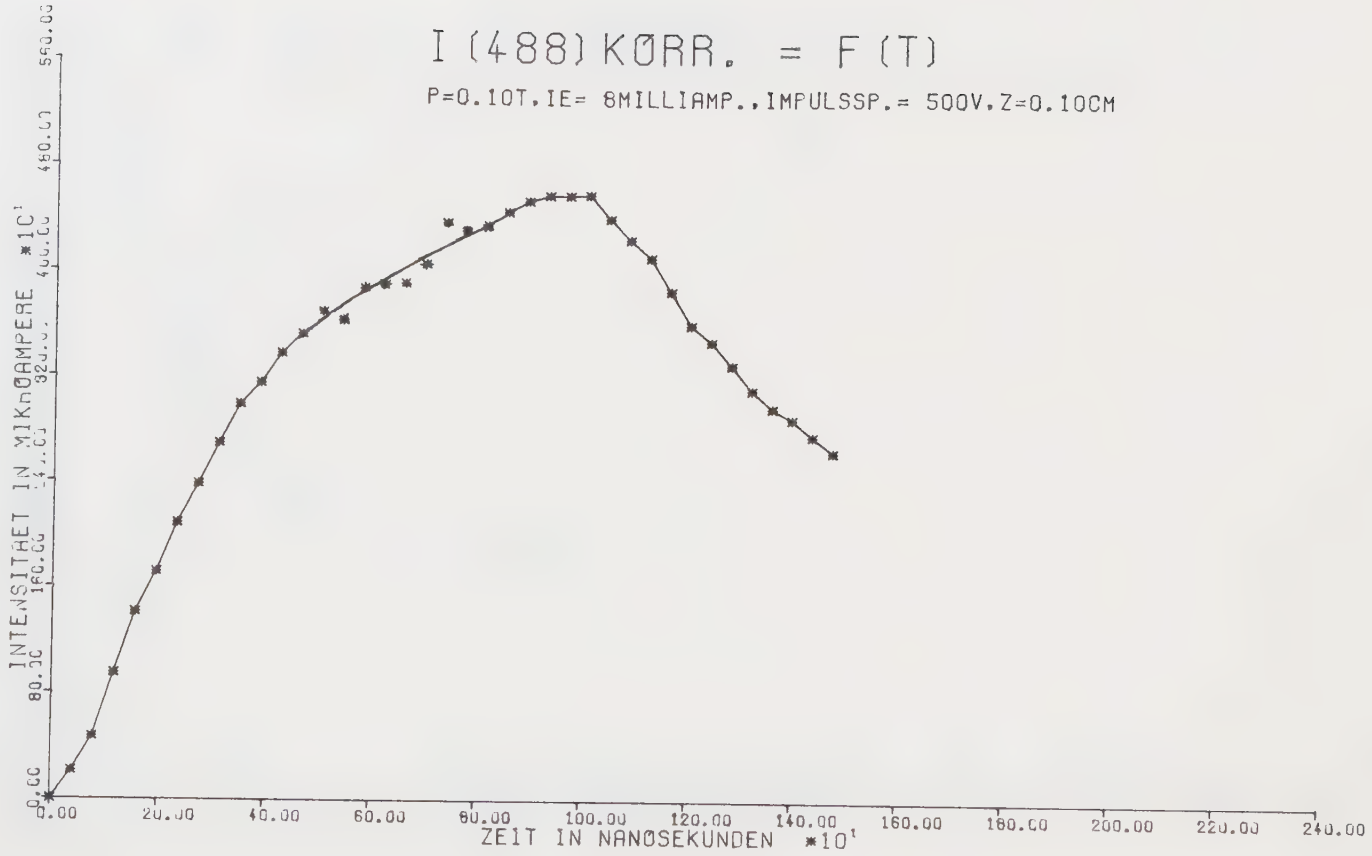

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.10T.IE= 8MILLIAMP..IMPULSSP.= 500V.Z=0.10CM
INTENSITÄT IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
80.00
160.00
320.00
400.00
480.00
560.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 24

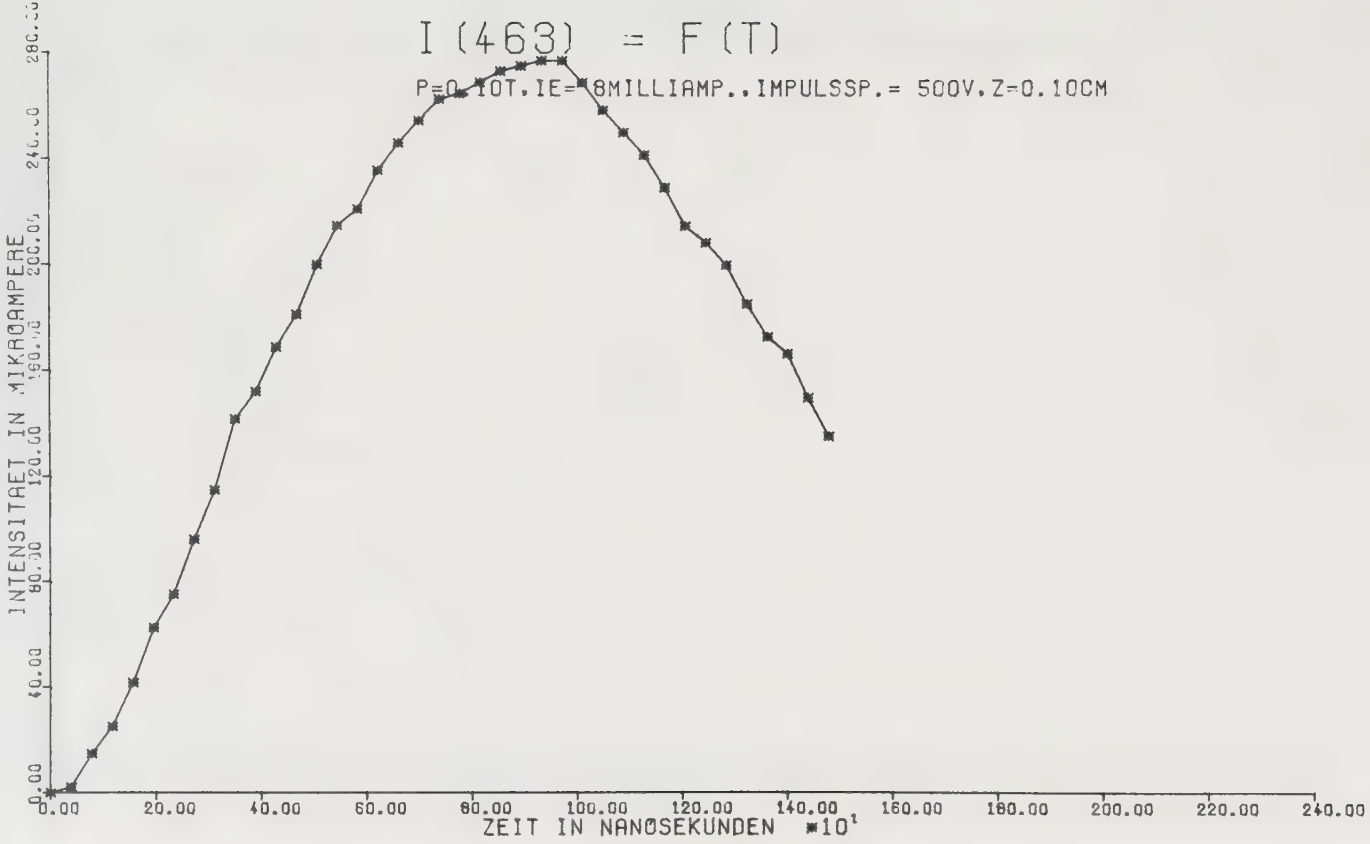
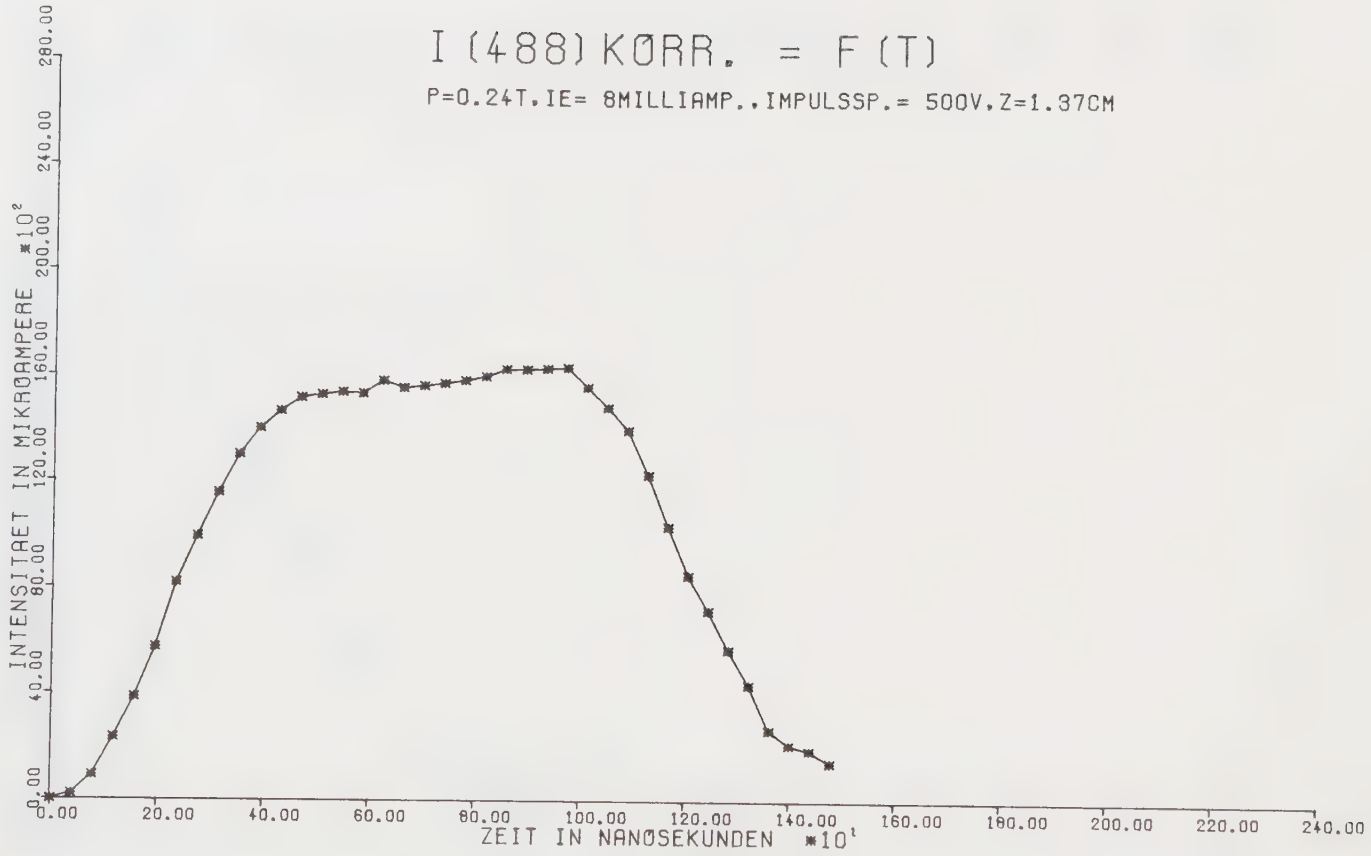

I (463) = F (T)
P=0.10T.IE=18MILLIAMP..IMPULSSP.= 500V.Z=0.10CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE
0.00
40.00
80.00
120.00
160.00
200.00
240.00
280.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 25


I (488) KØRR. = F (T)
P=0.24T. IE= 8MILLIAMP.. IMPULSSP.= 500V. Z=1.37CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10²
0.00
40.00
80.00
120.00
160.00
200.00
240.00
280.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

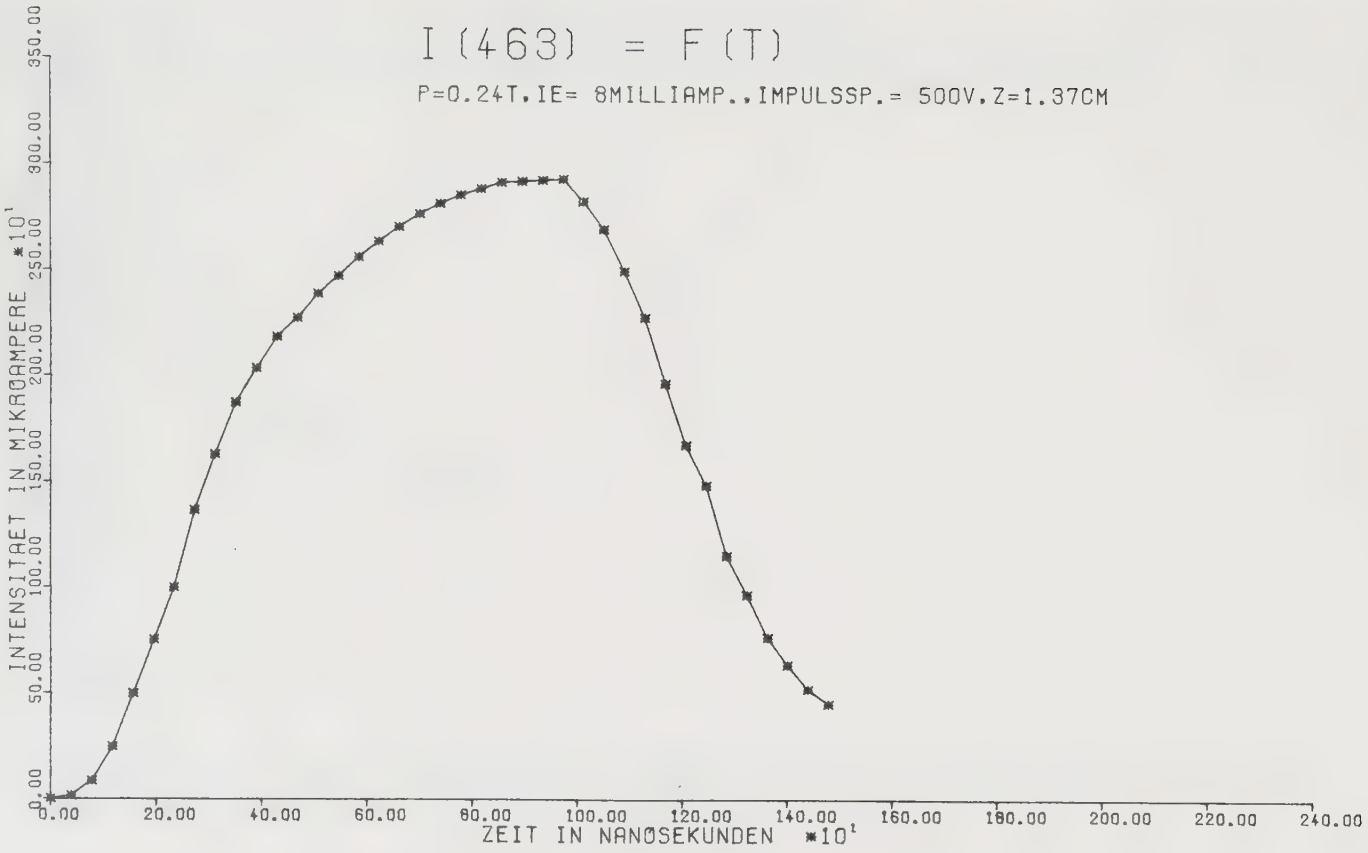

I (463) = F (T)
P=0.24T. IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V. Z=1.37CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
50.00
100.00
150.00
200.00
250.00
300.00
350.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 27

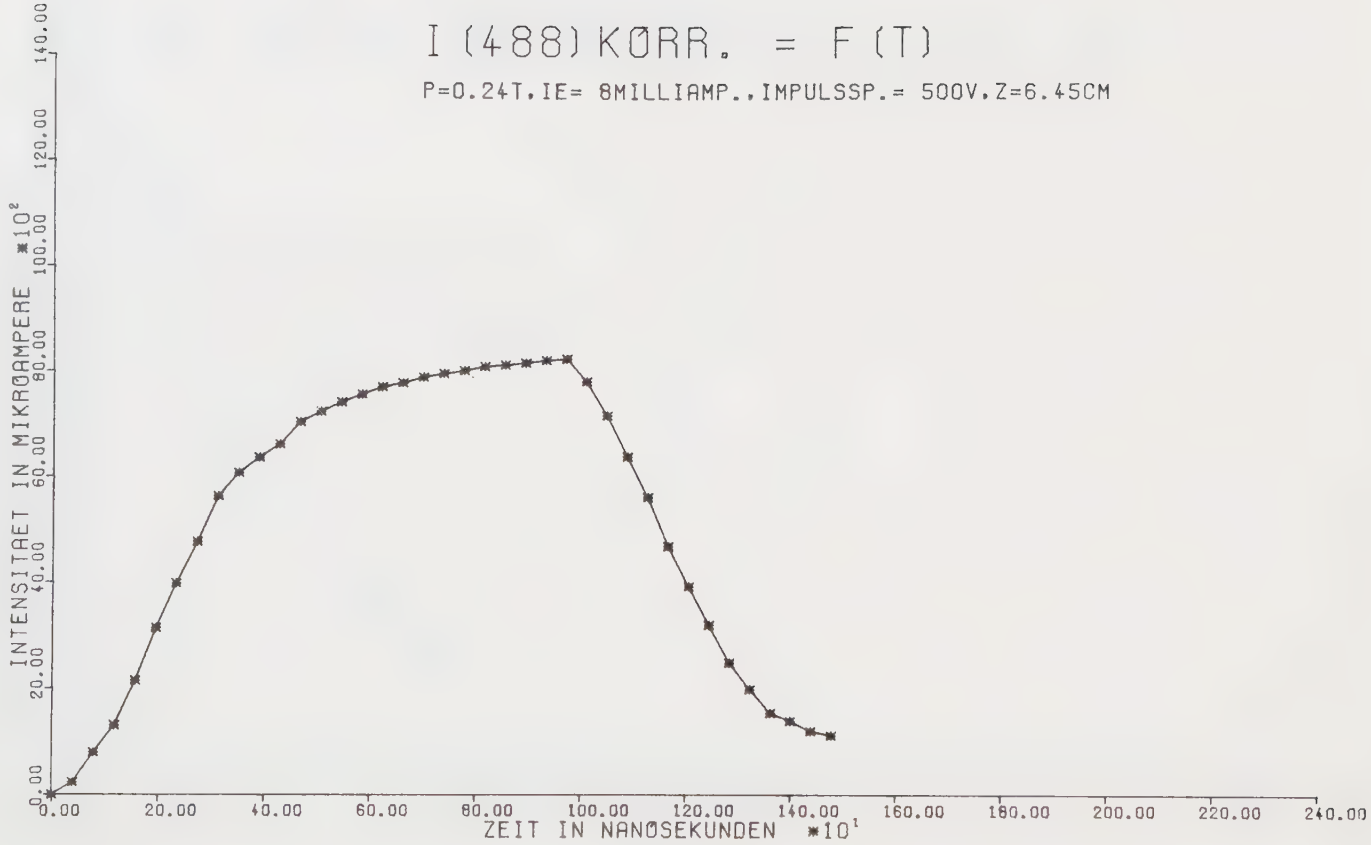

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.24T, IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=6.45CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10²
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 28

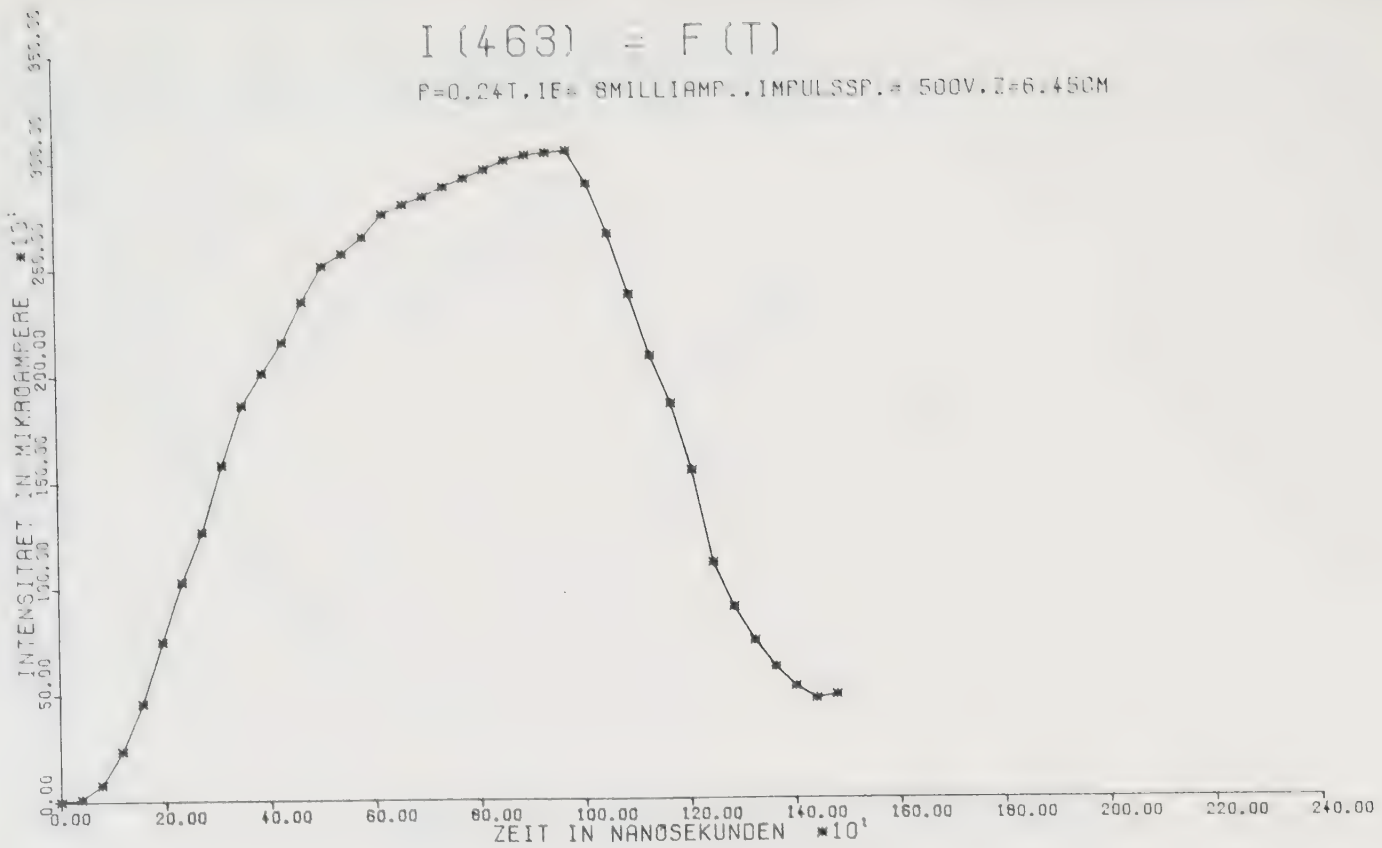

I (463) = F (T)
P=0.24T, IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=6.45OM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
50.00
100.00
150.00
200.00
250.00
300.00
350.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 29

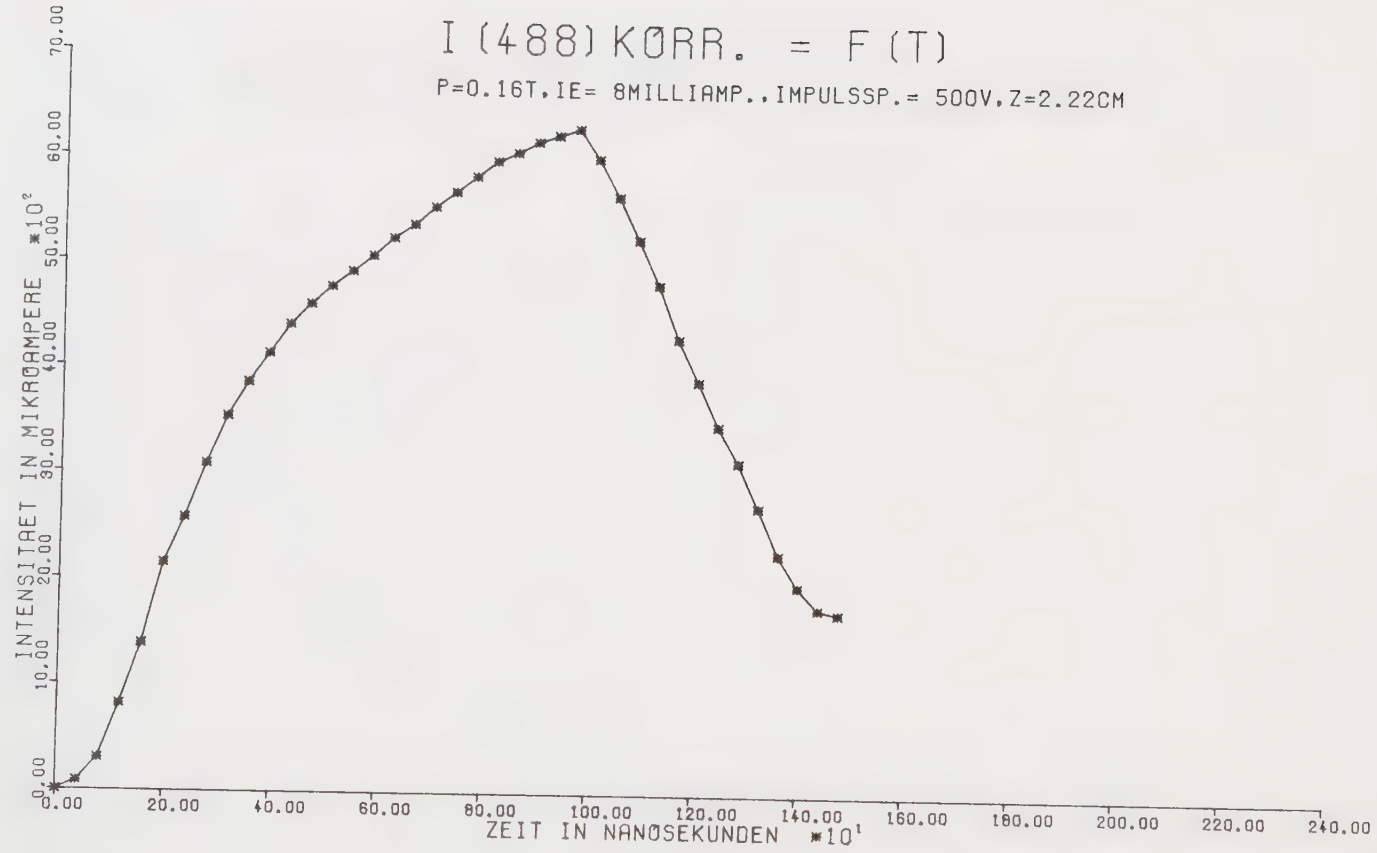

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.16T, IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=2.22CM
INTENSITAET IN MIKRØAMPERE *10²
0.00
10.00
20.00
30.00
40.00
50.00
60.00
70.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANØSEKUNDEN *10¹

Abb. 30

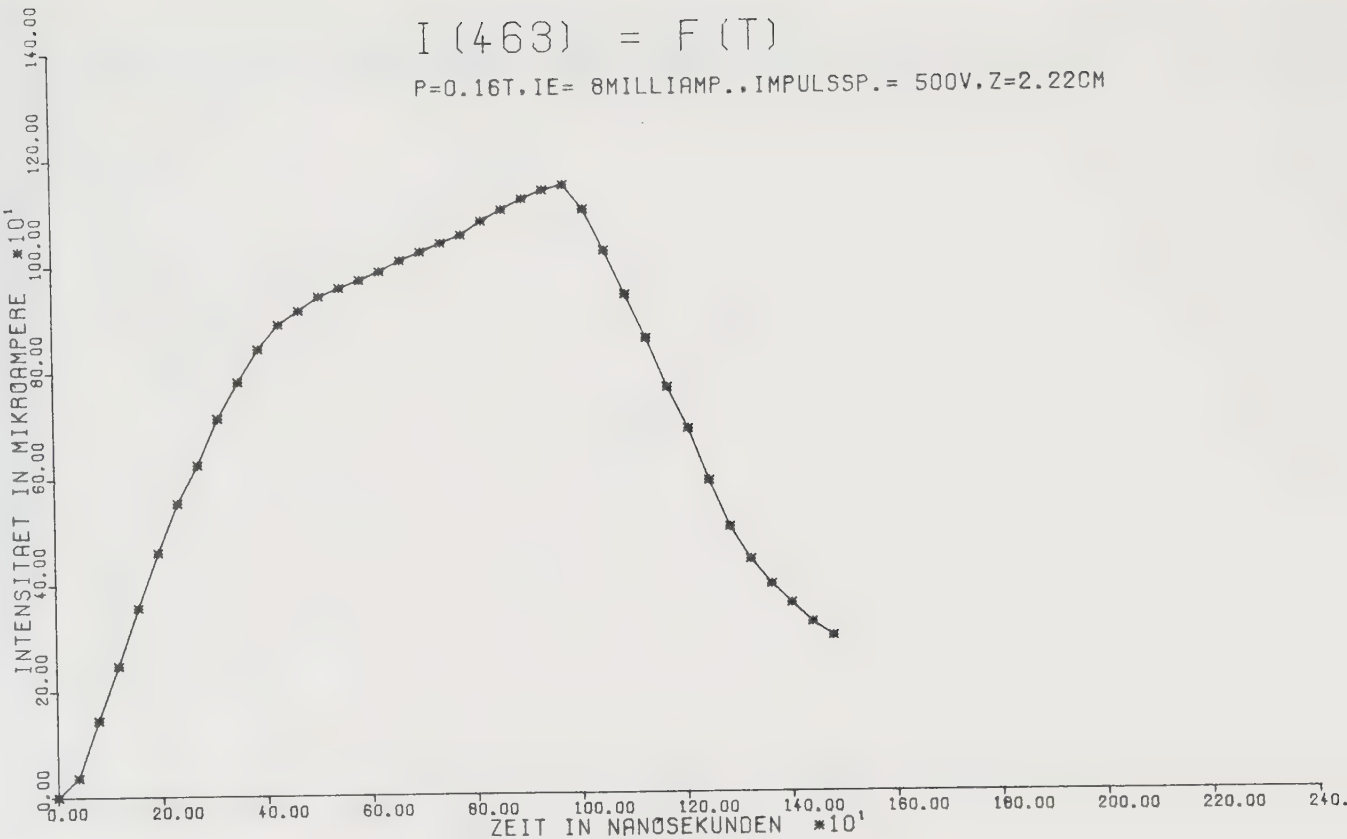
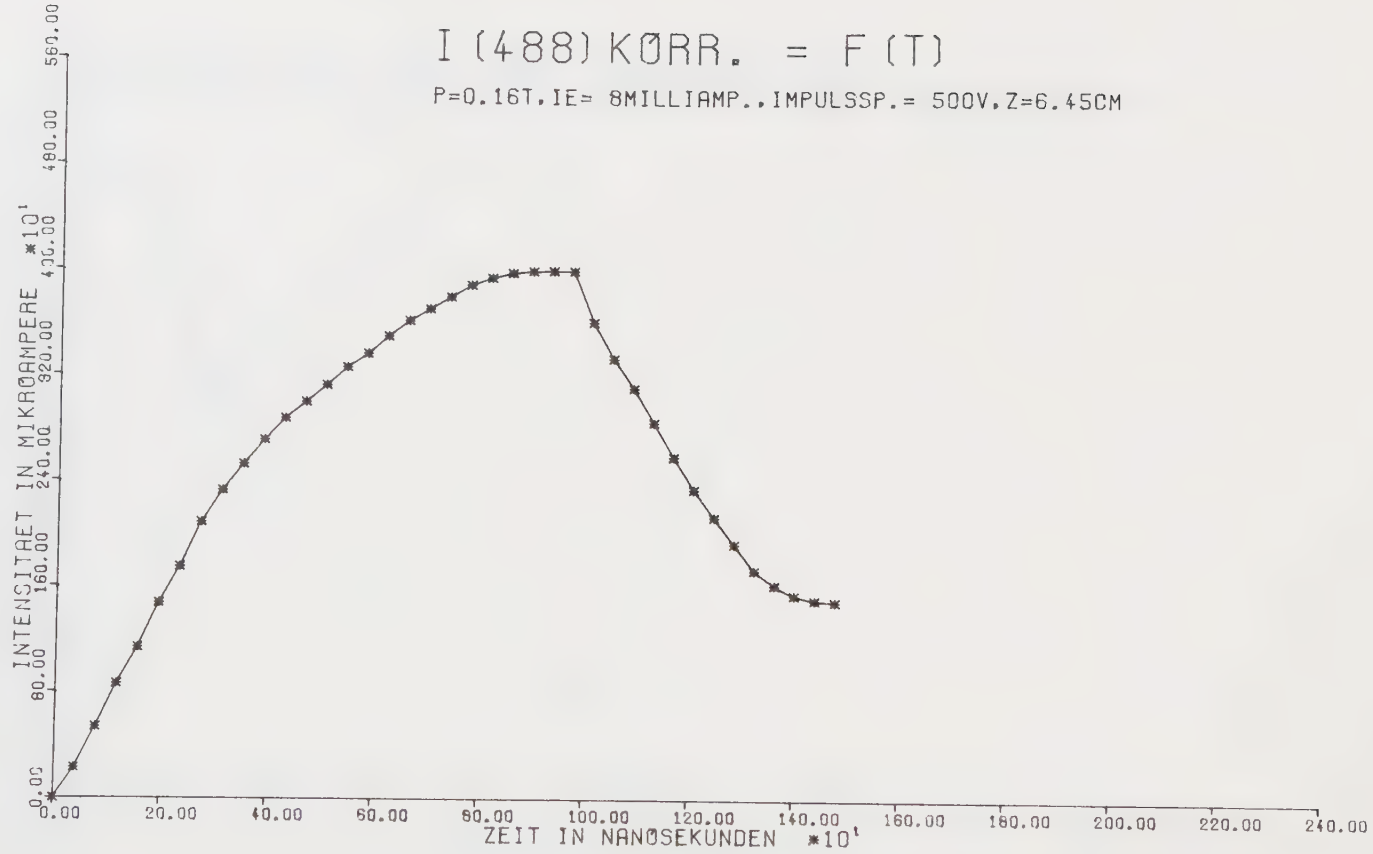

I (463) = F (T)
P=0.16T, IE= 8MILLIAMP.. IMPULSSP.= 500V, Z=2.22CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.

Abb. 31

Abb. 32


I (488) KØRR. = F (T)
P=0.16T. IE= 8MILLIAMP.. IMPULSSP.= 500V. Z=6.45CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
80.00
160.00
240.00
320.00
400.00
480.00
560.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

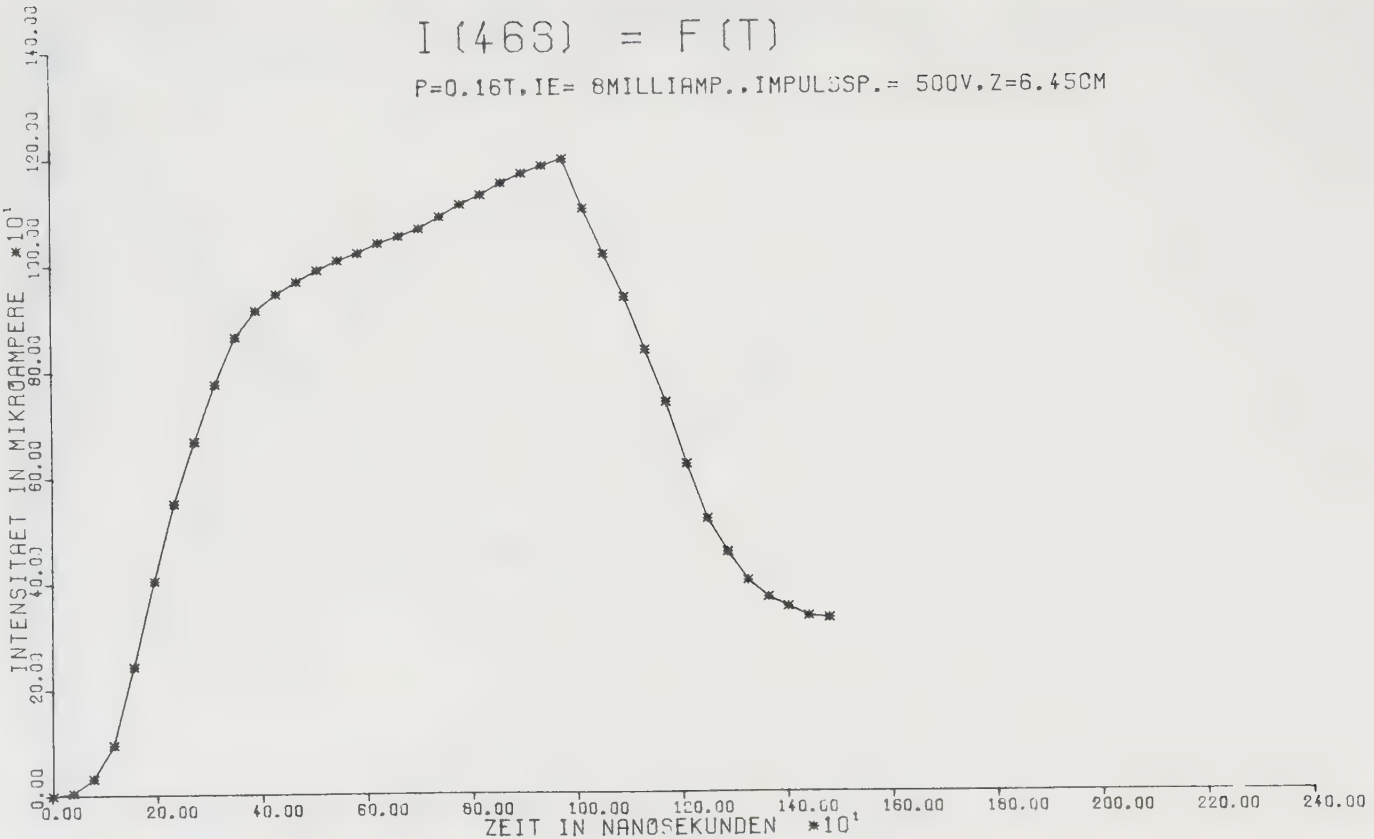

I (463) = F (T)
P=0.16T, IE= 8MILLIAMP.. IMPULSP.= 500V, Z=6.45CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE *10¹
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00

Abb. 33

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.1OT.IE= 6MILLIAMP..IMPULSSP.= 5OOV.Z=4.33CM
INTENSITÄT IN MIKROAMPERE *10¹
ZEIT IN NANØSEKUNDEN *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
260.00

Abb. 34

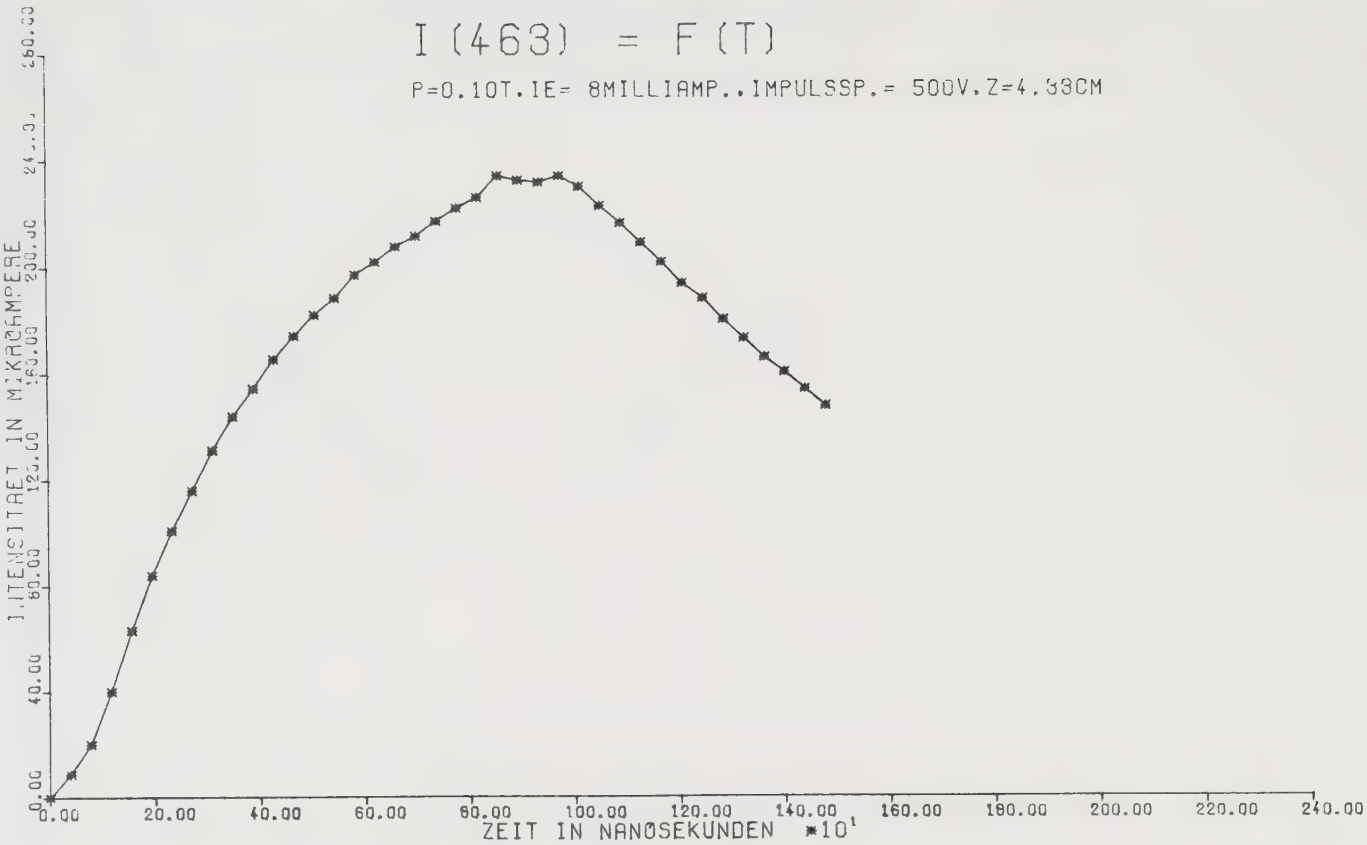

I (463) = F (T)
P=0.10T. IE= 8MILLIAMP.. IMPULSSP.= 500V. Z=4.38CM
INTENSITAET IN MIKROAMPERE
0.00
40.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00

Abb. 35

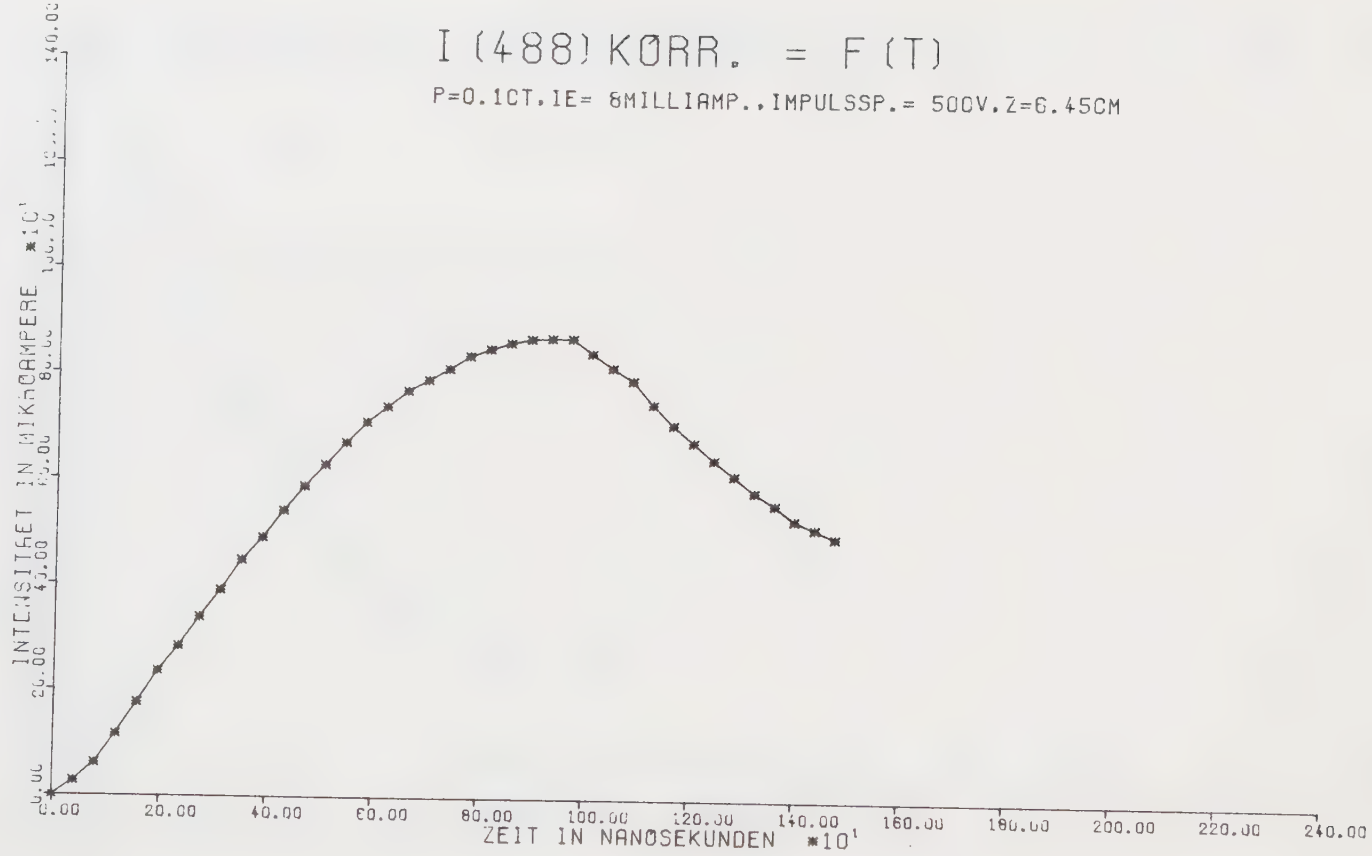

I (488) KØRR. = F (T)
P=0.1CT.1E= 8MILLIAMP..IMPULSSP.= 500V.Z=6.45CM
INTENSITÄET IN MIKROAMPERE *10¹
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 36

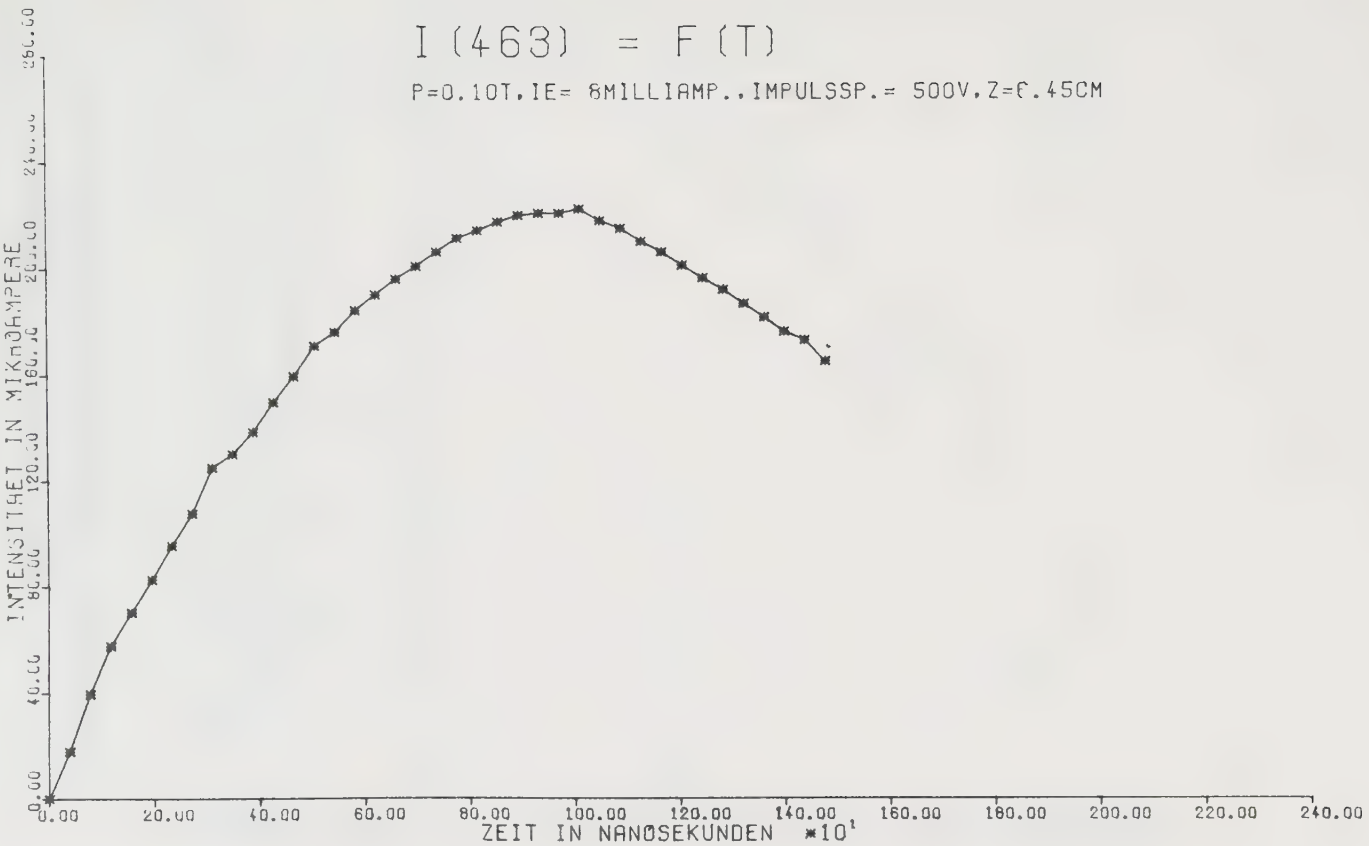
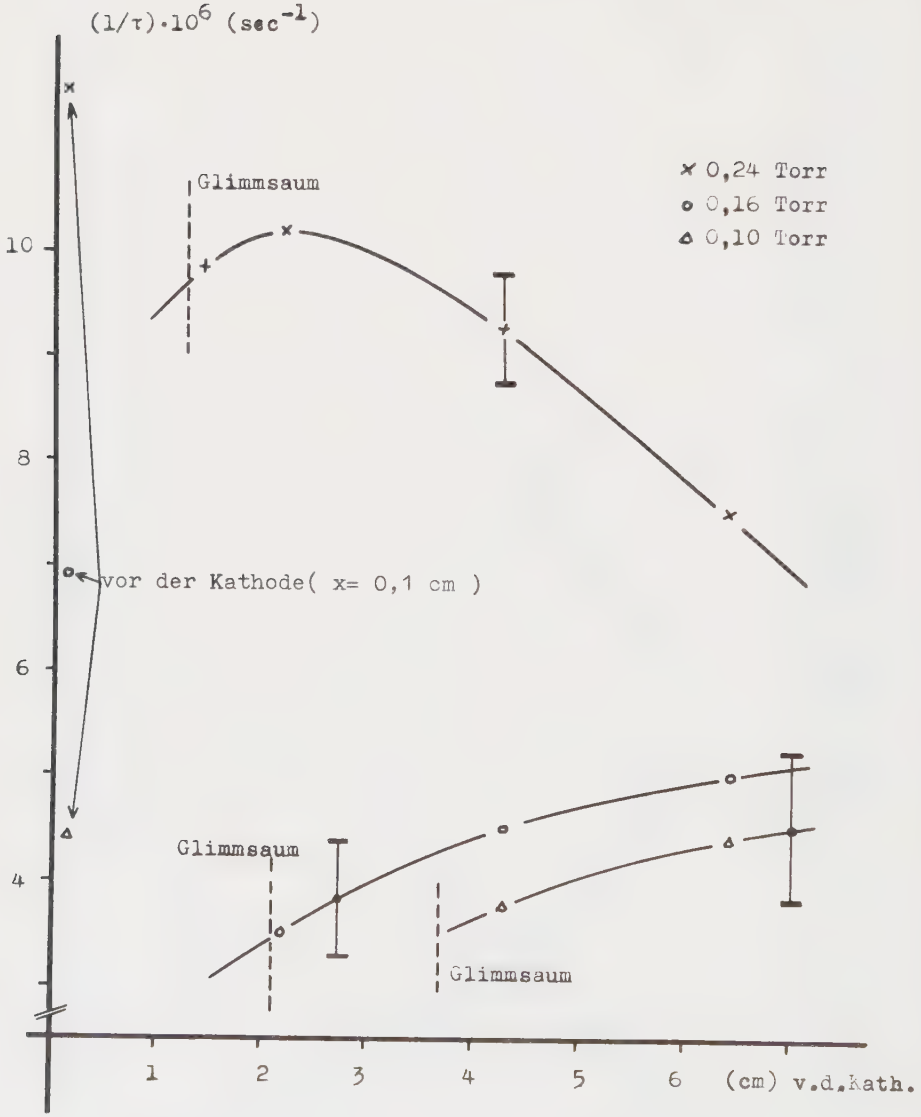
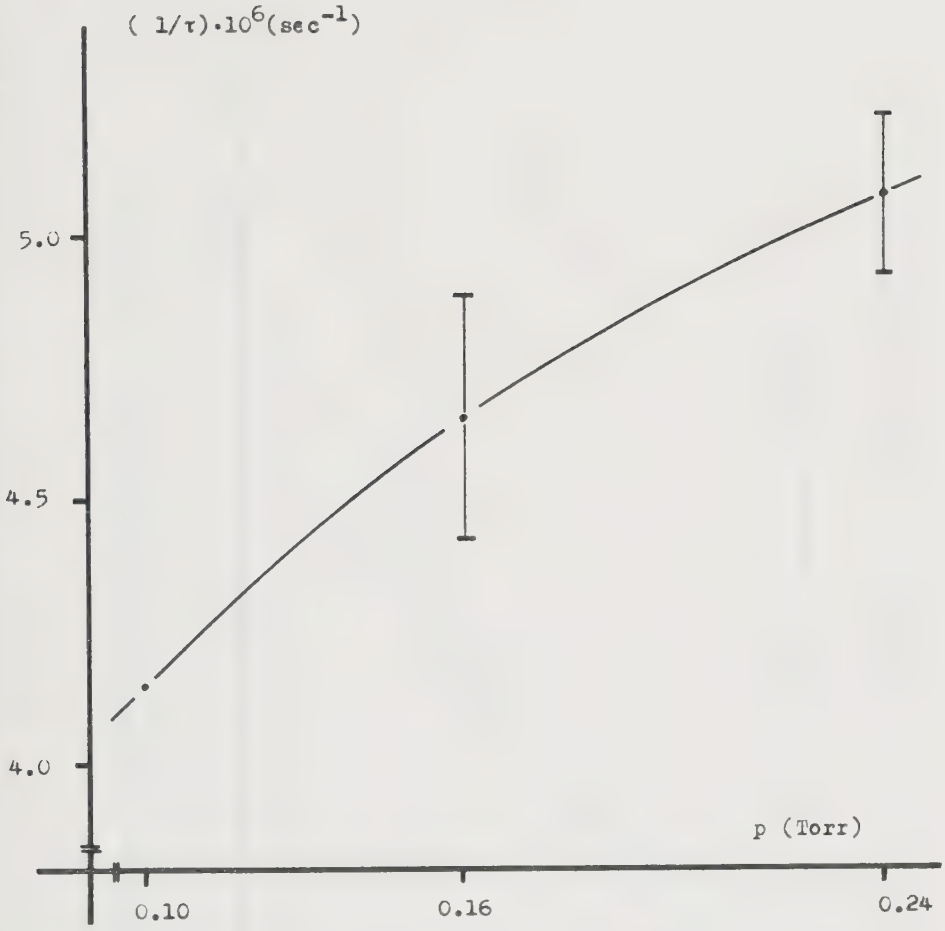

I (463) = F (T)
P=0.10T, IE= 8MILLIAMP., IMPULSSP.= 500V, Z=0.45CM
INTENSITÄT IN MIKROAMPERE
0.00
40.00
80.00
120.00
160.00
200.00
240.00
0.00
20.00
40.00
60.00
80.00
100.00
120.00
140.00
160.00
180.00
200.00
220.00
240.00
ZEIT IN NANOSEKUNDEN *10¹

Abb. 37



Ortsabhängigkeit der reziproken Zeitkonstante für die Emission von H_β im Glimmlicht

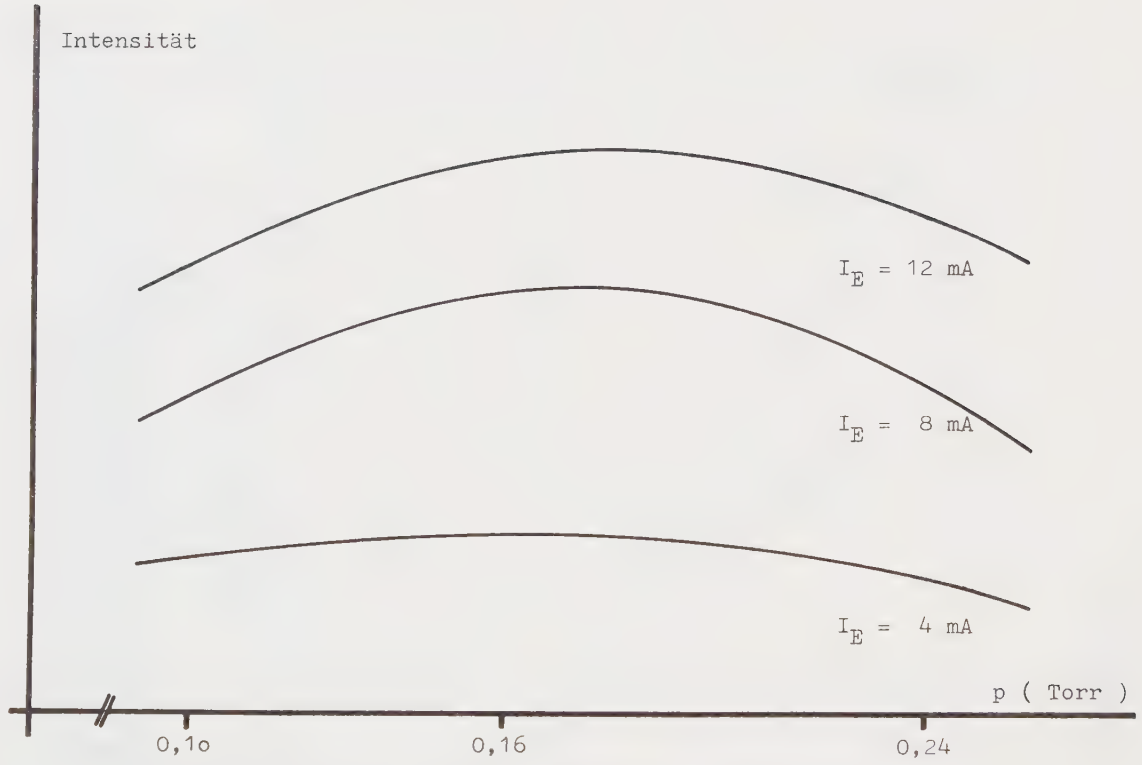
Abb. 38



Druckabhängigkeit der reziproken Zeitkonstante für die Emission des Viellinienspektrums im Glimmlicht

Abb. 39

Abb. 40



DRUCKABHÄNGIGKEIT DER STATIONÄREN H_β-INTENSITÄT IM GLIMMLICHT

(6,45 cm vor der Kathode)

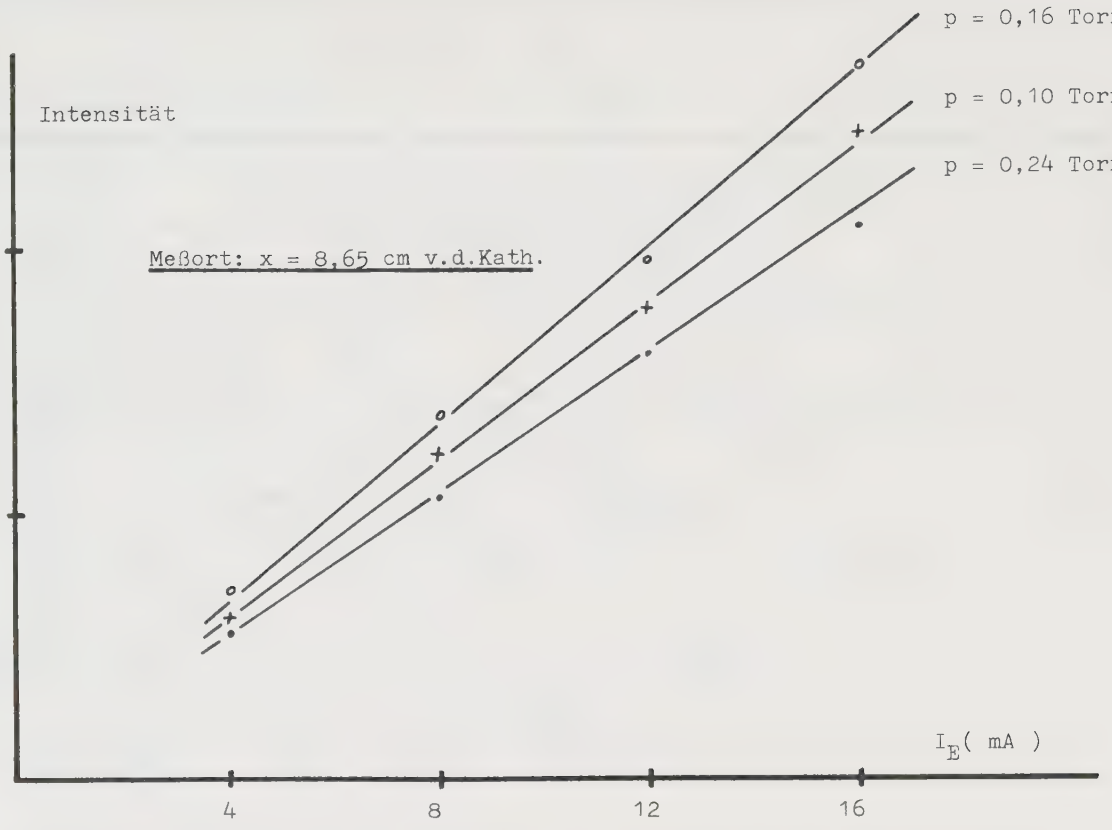


Abb.41

INTENSITÄT DER H_β-LINIE IM GLIMMLICHT ALS FUNKTION DES ENTLADUNGSSTROMS

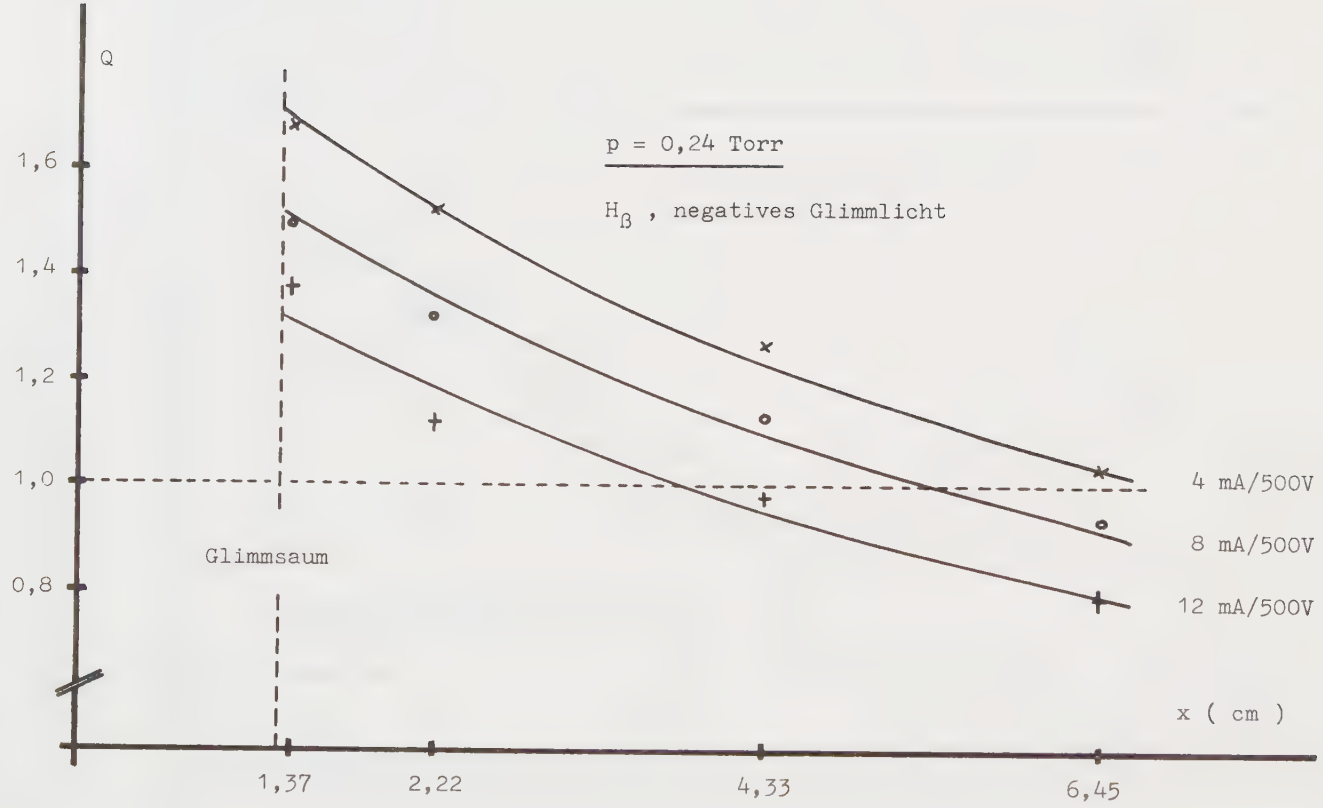

Q
1,6
1,4
1,2
1,0
0,8
p = 0,24 Torr
H_β , negatives Glimmlicht
4 mA/500V
8 mA/500V
12 mA/500V
Glimmsaum
x (cm)
1,37
2,22
4,33
6,45

Abb.42

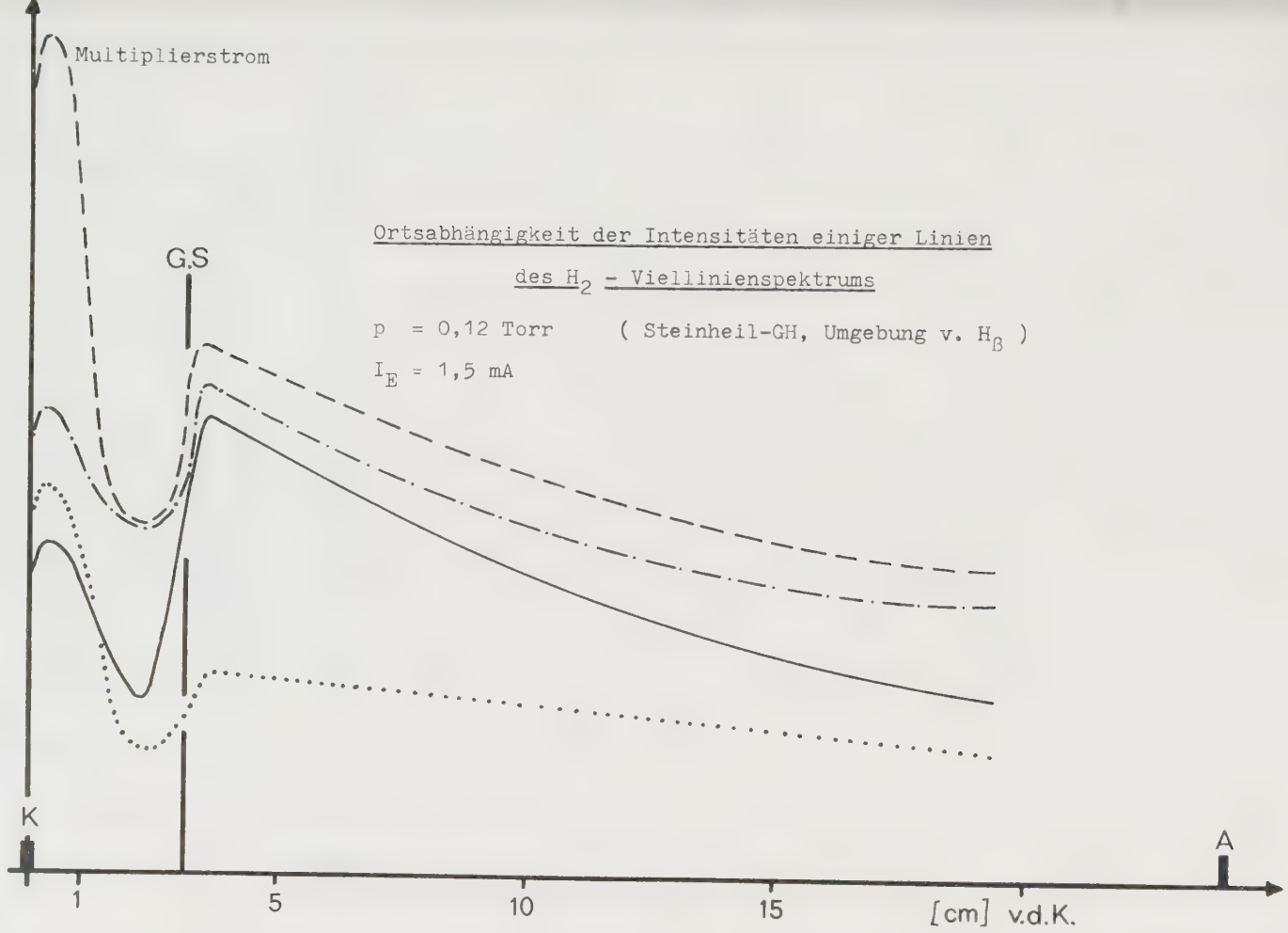
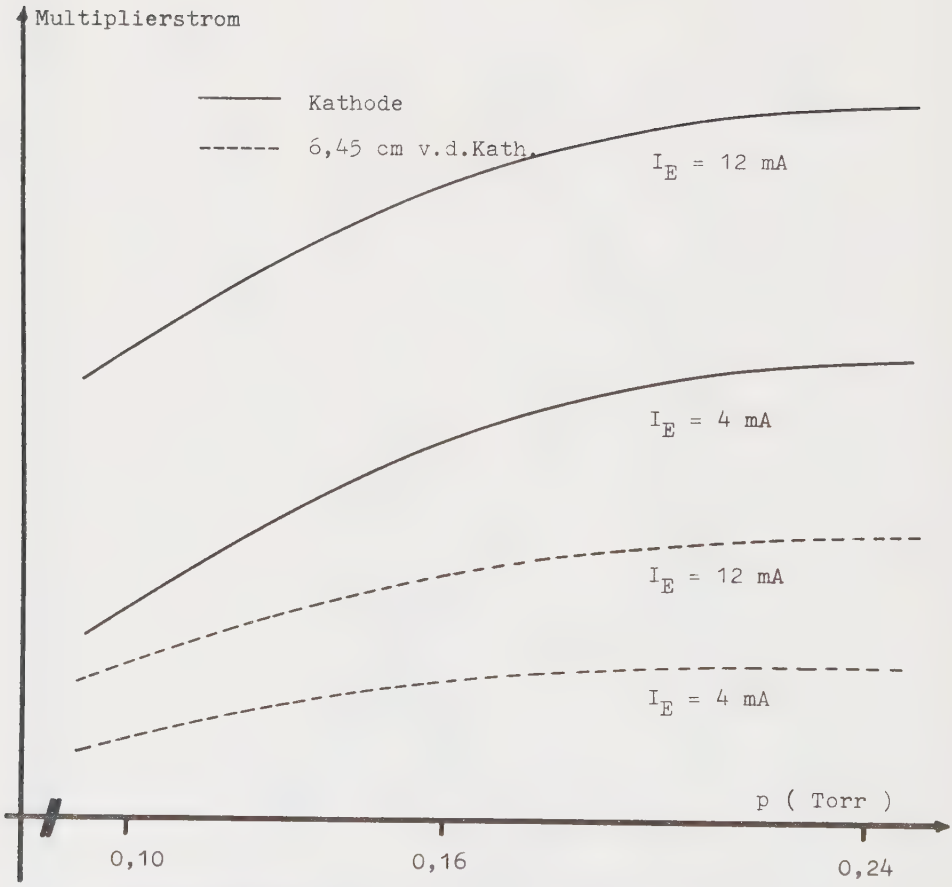
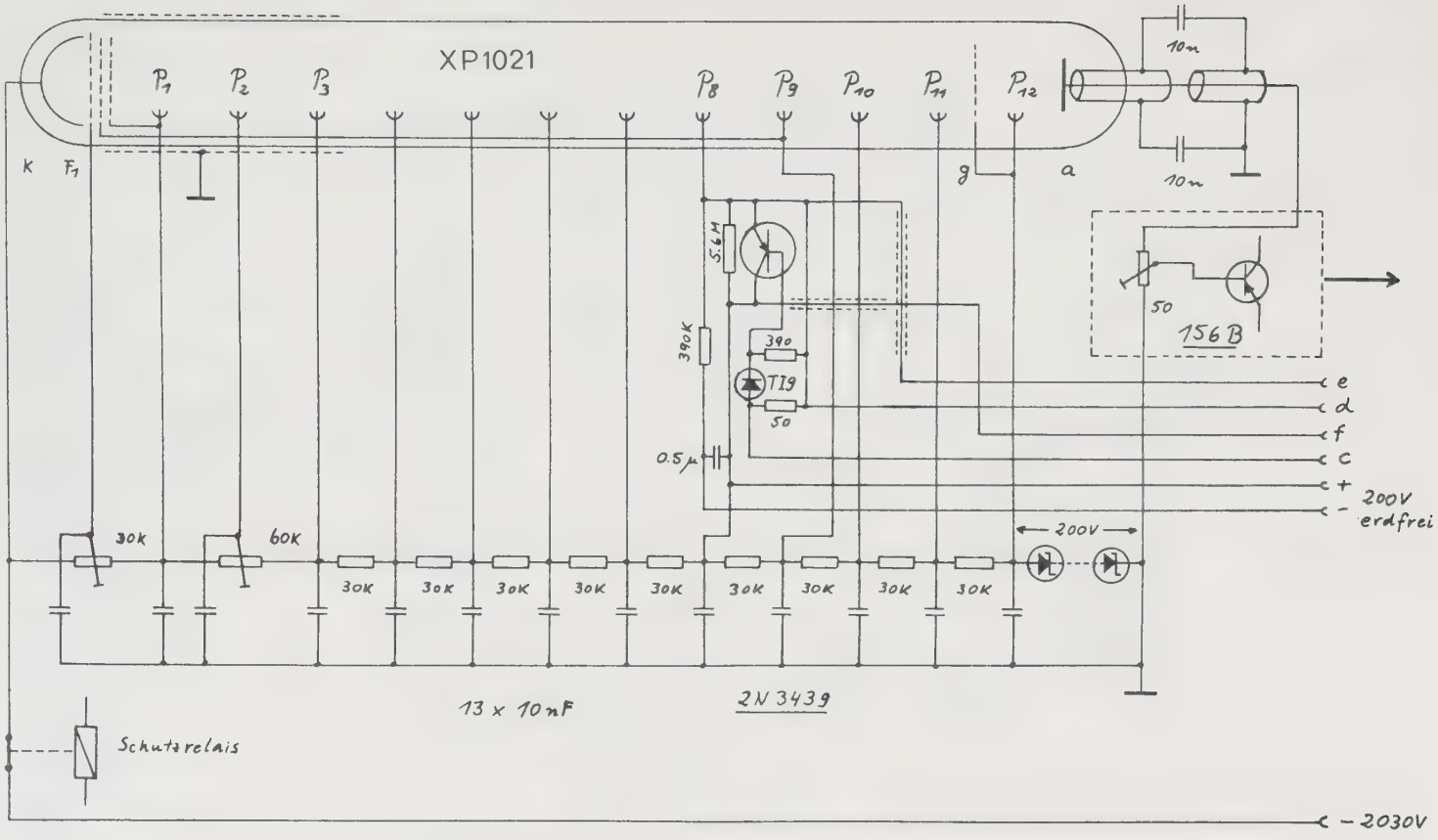

Multiplierstrom
G.S
Ortsabhängigkeit der Intensitäten einiger Linien
des H_2 - Viellinienspektrums
p = 0,12 Torr (Steinheil-GH, Umgebung v. H_β)
I_E = 1,5 mA
K
A
1
5
10
15
[cm] v.d.K.

Abb. 43

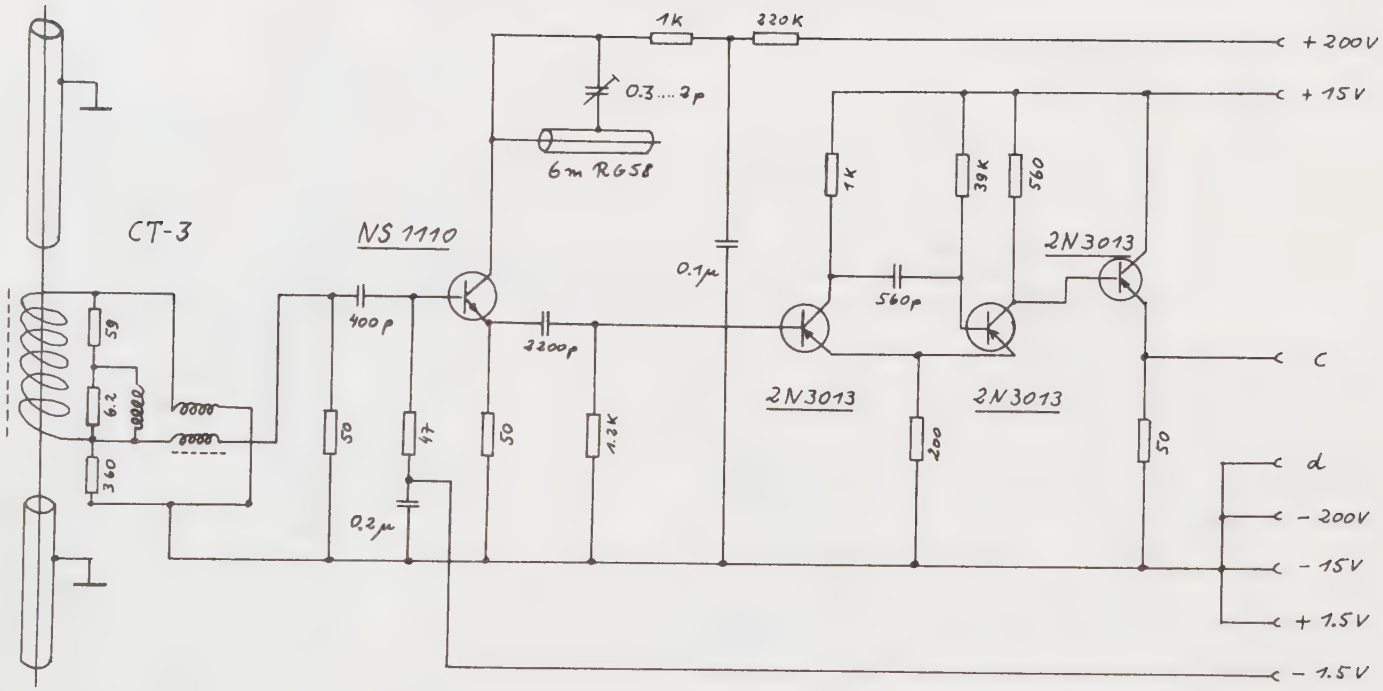


Druckabhängigkeit der Intensität der Linien des H_2-Viellinienspektrums

Abb. 44



MULTIPLIER UND ELEKTRONISCHER VERSCHLUSS



STEUERELEKTRONIK FÜR MULTIPLIER-VERSCHLUSS

Meinem Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Rollwagen, danke ich herzlich für die Überlassung dieses Dissertationsthemas. Der Fortgang der Arbeit wurde wesentlich durch sein ständiges Interesse und seine vielen Anregungen gefördert.

Dem Leiter der Gasentladungsgruppe, Herrn Dr. A. Heisen, danke ich für viele experimentelle Ratschläge und seine stete Bereitschaft zu fruchtbringenden Diskussionen.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern der Gasentladungsgruppe für ihre Hilfsbereitschaft, besonders Herrn G. Peyke, der die maschinelle Auswertung der Meßergebnisse am Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften besorgte.

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft förderte die Arbeit durch Gewährung umfangreicher Sachbeihilfen.

Lebenslauf

Am 7. Juni 1941 wurde ich, Werner Frank, in Patschkau/ Oberschlesien als Sohn des Studienassessors Erich Frank und seiner Ehefrau Valeria, geb. Grunenberg, geboren.

Von 1947 bis 1953 besuchte ich in Lauingen/Donau die Volksschule und anschließend das Deutsche Gymnasium, an dem ich 1960 das Reifezeugnis erhielt.

Im gleichen Jahr begann ich das Studium der Physik an der Friedrich-Alexander-Universität Erlangen. Dort legte ich im SS 1963 die Diplom-Vorprüfung ab.

Im WS 1963/64 wechselte ich an die Ludwig-Maximilians-Universität München. Die Diplomarbeit führte ich an der Sektion Physik - Lehrstuhl Prof. Dr. W. Rollwagen - aus. Im Mai 1967 bestand ich die Diplomprüfung.

Am gleichen Institut hatte ich seit dem WS 1967/68 die Möglichkeit, eine Dissertation anzufertigen.